

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ»**

На правах рукописи



Бакеев Илья Юрьевич

**ГЕНЕРАЦИЯ ФОРВАКУУМНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ  
ЭЛЕКТРОНОВ СФОКУСИРОВАННЫХ НЕПРЕРЫВНЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ  
ОБРАБОТКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ**

01.04.04 – Физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель:  
доктор технических наук, профессор  
Окс Е.М.

**ТОМСК – 2019**

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1 ГЕНЕРАЦИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ИСТОЧНИКАМИ С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ.....	10
1.1 Способы повышения плотности эмиссионной плазмы в плазменных источниках электронов на основе разряда с полым катодом.....	11
1.2 Формирование сфокусированных электронных пучков плазменными эмиттерами с одиночным эмиссионным каналом .....	17
1.3 Формирование и фокусировка электронных пучков в области повышенных давлений форвакуумного диапазона .....	22
1.4 Применение сфокусированных электронных пучков, генерируемых форвакуумными источниками, для обработки непроводящих материалов .....	28
1.5 Выводы и постановка задач исследований .....	32
ГЛАВА 2 ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА .....	34
2.1. Вакуумная камера и система откачки .....	34
2.2 Экспериментальный макет форвакуумного плазменного источника электронов .....	35
2.3 Энергокомплекс электропитания электронного источника и система отклонения электронного пучка.....	39
2.4 Диагностика электронного пучка и плазмы .....	41
2.5 Выводы .....	47
ГЛАВА 3 ЭМИССИЯ И ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ФОРВАКУУМНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ.....	48
3.1. Влияние геометрии катодной полости на эмиссионные свойства плазмы в форвакуумном источнике электронов.....	48
3.2 Формирование электронного пучка при отборе электронов из плазмы через одиночный эмиссионный канал.....	55
3.2.1 Влияние геометрии эмиссионного канала .....	55
3.2.2 Моделирование процессов распространения плазмы в эмиссионном канале .....	60
3.2.3 Оптимизация геометрии ускоряющего промежутка.....	63
3.2.4 Влияние давления и рода рабочего газа.....	66
3.2.5 Особенности магнитной фокусировки электронного пучка .....	69
3.3 Формирование электронного пучка при отборе электронов из плазмы через множество эмиссионных каналов.....	76
3.4 Выводы .....	79

ГЛАВА 4 ФОРВАКУУМНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК СФОКУСИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА .....	80
4.1. Конструкция форвакуумного плазменного источника электронов.....	80
4.2 Характеристики и параметры источника электронов.....	90
4.3. Некоторые применения сфокусированных электронных пучков в форвакуумной области давлений.....	95
4.3.1 Электронно-лучевая резка высокотемпературных диэлектриков .....	95
4.3.2 Послойное селективное спекание керамического порошка.....	101
4.4 Выводы .....	112
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	113
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	115
ПРИЛОЖЕНИЕ 1 Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №1.....	125
ПРИЛОЖЕНИЕ 2 Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №2.....	126
ПРИЛОЖЕНИЕ 3 Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №3.....	127
ПРИЛОЖЕНИЕ 4 Патент на полезную модель .....	128
ПРИЛОЖЕНИЕ 5 Патент на изобретение.....	129
ПРИЛОЖЕНИЕ 6 Акт об использовании.....	130

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность темы исследования.** Плазменные источники электронов, ввиду отсутствия в конструкции накаливаемых деталей, выгодно отличаются от аналогичных устройств с твердотельным электронным эмиттером способностью сохранять работоспособность при повышенных давлениях рабочего газа и в присутствии химически агрессивных сред. В особенности это свойство становится необходимым в таких востребованных в настоящее время технологических применениях, как электронно-лучевая сварка, плавка, испарение и осаждение покрытий, наплавка и послойный синтез изделий сложной формы из порошкового материала, так как проведение таких технологических операций, как правило, сопровождается обильным газовыделением.

Традиционно работоспособность плазмообразующего разряда в плазменных источниках электронов обеспечивается напуском рабочего газа в катодную полость и повышением эффективности ионизации газа в скрещенных электрическом и магнитном полях. Обеспечение же электрической прочности ускоряющего промежутка достигается благодаря перепаду давлений между разрядной областью и областью ускоряющего промежутка и распространения пучка. При этом, несмотря на высокую температуру плазменных электронов по сравнению с термокатодными пушками, благодаря высокой эмиссионной способности разрядной плазмы плазменные источники обеспечивают сравнимую с ними яркость и плотность мощности электронного пучка вплоть до  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>.

Активно развиваемые в последнее время так называемые форвакуумные плазменные источники электронов, функционирующие в области давлений от единиц до сотни паскалей, позволяют существенно упростить вакуумное оборудование благодаря сокращению ступеней откачки и способности данных источников работать в изобарическом режиме, т.е. в отсутствие перепада давления между разрядной областью и ускоряющим промежутком. Принципиальной особенностью генерации электронных пучков в форвакуумной области давлений является возможность непосредственной электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов (керамика, стекло и др.) без использования дополнительного оборудования для снятия заряда с обрабатываемой поверхности диэлектрика. Такая возможность применения форвакуумных плазменных источников электронов была продемонстрирована ранее на примерах испарения керамики и нанесения покрытий, резки керамики и стекла, соединения керамик и керамики с металлом посредством электронно-лучевой сварки и пайки, импульсной модификации поверхности керамических и полимерных материалов.

Задача формирования сфокусированных электронных пучков плазменными источниками в форвакуумной области давлений для прецизионной обработки диэлектриков, в первую



очередь, осложнена процессами рассеяния электронов на молекулах рабочего газа. Именно по этой причине на момент начала данной работы минимальный диаметр сфокусированного электронного пучка составлял 0,6 мм, а плотность мощности электронного пучка не превышала  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. Расширение области применения форвакуумных плазменных источников электронов в сторону локальной обработки диэлектриков требует как уменьшения диаметра электронного пучка, так и повышения его плотности мощности. Процессы генерации и фокусировки электронных пучков при более низких давлениях достаточно хорошо изучены. Однако использование в форвакуумном источнике изобарической разрядной системы с полым катодом без магнитного поля, а также процессы взаимодействия электронного потока с рабочим газом и наличие обратного ионного потока в ускоряющей промежутке имеют свои отличительные особенности. Поэтому проблема дальнейшего повышения удельных параметров электронного пучка, генерируемого плазменным источником в форвакуумной области давлений, представляется актуальной.

**Цель работы** заключалась в экспериментальном исследовании и численном моделировании процессов эмиссии, формирования и магнитной фокусировки непрерывного электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником, направленных на повышение его удельных параметров.

**Основные задачи** настоящей работы заключались в:

- определении условий, обеспечивающих повышение плотности эмиссионной плазмы на оси разрядной системы с полым катодом в форвакуумном источнике электронов;
- исследовании влияния конфигурации и размеров эмиссионного электрода, ускоряющего электрода, а также параметров магнитной фокусирующей системы на процессы генерации и фокусировки электронного пучка в форвакуумной области давлений;
- поиске методов и технических решений, обеспечивающих повышение плотности мощности электронного пучка, генерируемого плазменным источником в форвакуумной области давлений при магнитной фокусировке;
- демонстрации возможности применения сфокусированного электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником, для обработки высокотемпературных диэлектриков.

**Научная новизна** работы заключается в том, что для форвакуумных плазменных источников электронов впервые:

1. Определены условия, обеспечивающие максимальную плотность эмиссионной плазмы на оси разрядной системы с полым катодом в отсутствие перепада давления между разрядной областью и областью ускорения электронного пучка, что обеспечивает повышение плотности эмиссионного тока через центральный эмиссионный канал в эмиссионном электроде до  $10 \text{ А/см}^2$ .

2. Определена роль и степень влияния геометрии эмиссионных каналов, конфигурации ускоряющего промежутка, а также фокусирующей магнитной системы на удельные параметры электронного пучка при давлениях рабочего газа 10-30 Па.

3. Предложены оригинальные технические решения, обеспечивающие повышение плотности мощности электронного пучка плазменного источника с магнитной фокусировкой в области повышенных давлений форвакуумного диапазона, до уровня  $10^6 \text{ Вт/см}^2$ .

#### **Научная и практическая значимость** работы заключается в следующем:

1. Результаты проведенных исследований вносят существенный вклад в понимание физических процессов генерации сфокусированных электронных пучков плазменными источниками с полым катодом, функционирующими в области повышенных давлений газа форвакуумного диапазона. Определены условия, позволяющие улучшить магнитную фокусировку электронного пучка и тем самым повысить его удельные параметры.

2. Создан опытный образец форвакуумного плазменного источника электронов с двойной магнитной фокусирующей системой, обеспечивающий при давлениях рабочего газа вплоть до 30 Па генерацию электронного пучка с плотностью мощности  $10^6 \text{ Вт/см}^2$ .

3. Продемонстрирована возможность применения форвакуумного источника сфокусированного электронного пучка для селективного электронно-лучевого спекания керамических порошков, а также резки высокотемпературных диэлектрических материалов на глубину до нескольких сантиметров.

4. Результаты работы могут быть использованы в других плазменно-эмиссионных приборах, функционирующих в области повышенных давлений форвакуумного диапазона и имеющих аналогичные разрядные и эмиссионные системы.

**Методология и методы исследования.** Основной методический подход, используемый при выполнении диссертационной работы, заключается в использовании сочетания экспериментальных исследований с численным моделированием. Для решения поставленных задач были использованы следующие многократно апробированные экспериментальные методики:

- осциллография токов и напряжений;

- зондовая диагностика параметров плазмы;
- растровая электронная микроскопия и энергодисперсионный анализ.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. В форвакуумном плазменном источнике электронов на основе разряда с полым катодом, функционирующем в изобарическом режиме, повышение плотности эмиссионной плазмы на оси разрядной системы обеспечивается сжатием положительного столба разряда в результате перекрытия торца протяженной катодной полости электродом с относительно малым отверстием. Максимальная плотность эмиссионной плазмы при сохранении условий стабильного инициирования и горения разряда с полым катодом достигается оптимизацией геометрии катодной полости, обеспечивающей в случае отбора электронов из одиночного эмиссионного отверстия плотность тока эмиссии электронов из плазмы до  $10 \text{ А/см}^2$ .

2. В форвакуумном плазменном источнике электронов наименьший диаметр электронного пучка обеспечивается при отборе электронов через одиночный эмиссионный канал. Поскольку увеличение диаметра одиночного канала ограничено условиями слоевой стабилизации плазменной границы, повышение тока пучка возможно при использовании в источнике нескольких эмиссионных каналов. Несмотря на увеличение в этом случае минимального диаметра сфокусированного электронного пучка, плотность мощности пучка для одиночного и нескольких эмиссионных каналов достигает рекордной для форвакуумных источников электронов величины уровня  $10^6 \text{ Вт/см}^2$ .

3. Эффективная магнитная фокусировка ускоренного электронного пучка форвакуумного плазменного источника электронов достигается в результате использования двойной магнитной фокусирующей системы, обеспечивающей уменьшение сферических aberrаций. При этом одна из магнитных линз располагается непосредственно за системой извлечения и ускорения электронов, другая – вблизи коллектора электронного пучка. При ускоряющем напряжении 30 кВ и токе пучка до 50 мА минимальный диаметр электронного пучка составляет 0,4 мм. Достигнутые параметры электронного пучка обеспечивают возможность применения форвакуумных плазменных источников электронов для электронно-лучевой обработки высокотемпературных диэлектриков на глубину до нескольких сантиметров.

**Достоверность и обоснованность** результатов диссертационной работы подтверждается систематическим характером исследований, использованием независимых экспериментальных методик, соответствием экспериментальных результатов с численными оценками, а также

практической реализацией научных положений и выводов при создании и применении форвакуумного источника непрерывного сфокусированного пучка.

**Материалы диссертационной работы опубликованы** в 4 статьях [87,97-99] в российских изданиях, входящих в Перечень ВАК рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, а также учитываемых в этом перечне 3 статьях [88, 89, 108] в зарубежных изданиях, индексируемых в базах данных научного цитирования Web of Science и Scopus. Результаты исследований по диссертационной работе также опубликованы в виде 17 полнотекстовых докладов в сборниках конференций Международного и Всероссийского уровней [86,90-96,103-107], 5 из которых опубликованы в изданиях, индексируемых в базах Web of Science и Scopus [85,100-102]. По результатам работы получен 1 патент на изобретение, 1 патент на полезную модель, 3 свидетельства о государственной регистрации программы на ЭВМ.

**Апробация результатов.** Результаты работы докладывались и обсуждались на конференциях:

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук» (г. Томск, 2016, 2017, 2018 гг.); Международная научно-техническая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР-2016» (г. Томск, 2016, 2017, 2018 гг.); Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления» (г. Томск, 2016, 2017, 2018 гг.); VI Международная молодежная научная школа-конференция «Современные проблемы физики и технологий» (г. Москва, 2016 г.); International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2016, EFRE-2018) (г. Томск, 2016, 2018 гг.); XIII Международная конференция «Газоразрядная плазма и ее применение» (г. Новосибирск, 2017 г.); Двадцать четвертая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-24 (г. Томск, 2018 г.); VI Международный Крейнделевский семинар «Плазменная эмиссионная электроника» (г. Улан-Удэ, 2018 г.).

Работы по тематике диссертации поддержаны грантами РФФИ 15-08-00871 а, РФФИ 17-08-00239 а, РФФИ 18-38-00305 мол\_а, а также проектами в рамках госзадания Министерства образования и науки РФ № 3.9605.2017/8.9, № 11.1550.2017/4.6.

**Личный вклад автора.** Все результаты, составляющие научную новизну и выносимые на защиту, получены автором лично. Автором совместно с Ю.А. Бурачевским сконструирована и собрана экспериментальная установка и макет форвакуумного источника электронов. Автором лично 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 активное участие принимали научный руководитель Е.М. Окс, а также В.А. Бурдовицин и А.С. Климов. Все эксперименты проводились автором самостоятельно. Автором самостоятельно разработаны модели, представленные в работе, и на их основе произведены расчеты. Автором самостоятельно были выдвинуты защищаемые научные положения, сделаны выводы и составлены рекомендации, на основании которых произведена модернизация конструкции форвакуумного источника сфокусированного непрерывного пучка, применяемого для обработки диэлектрических материалов.

**Структура и объем работы.** Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и приложений. Общий объем диссертации составляет 130 страниц машинописного текста, содержащего 111 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 108 источников.

Автор выражает искреннюю **благодарность** научному руководителю профессору Е.М. Оксу за помощь и поддержку работы, профессору В.А. Бурдовицину и профессору А.С. Климову за обсуждение результатов исследований, доценту Ю.А. Бурачевскому за помощь в конструировании и создании экспериментальной установки. Автор признателен сотрудникам лаборатории плазменной электроники кафедры физики ТУСУР за проявленный интерес и помощь в проведении экспериментов.

## ГЛАВА 1 ГЕНЕРАЦИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ИСТОЧНИКАМИ С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ

Одной из важнейших задач, решаемых при развитии электронно-лучевых технологий, является вопрос формирования остросфокусированных электронных пучков для прецизионной обработки различного рода материалов. В настоящее время генераторы остросфокусированных электронных пучков можно разделить на два широких класса, различающихся способом генерации электронов и особенностями фокусировки электронного пучка: электронные источники с твердотельным термоэмиссионным катодом [1-3] и источники с плазменным катодом [4-7], в которых эмиссия электронов происходит с подвижной границы плазмы, создаваемой газоразрядной системой. Так, источники электронов с термонакаливаемым катодом способны генерировать электронные пучки диаметром до нескольких нанометров, благодаря чему они находят широкое применение в установках электронно-лучевой литографии [8] и устройствах электронно-лучевой микроскопии [9]. Плазменные источники электронов, ввиду отсутствия в них накаливаемых частей, наиболее привлекательны для задач электронно-лучевой сварки, резки наплавки и прочих применений [10-12], где испарение обрабатываемого материала может привести к существенному повышению давления в вакуумной камере. Ввиду высокой температуры эмитированных из плазмы электронов, минимальный диаметр электронного пучка, генерируемого плазменными источниками, несколько выше, чем у термокатодных пушек. Тем не менее, сравнивая с термокатодными источниками яркость и плотность мощности электронного пучка обеспечивается благодаря более высокой эмиссионной способности плазмы [13, 14].

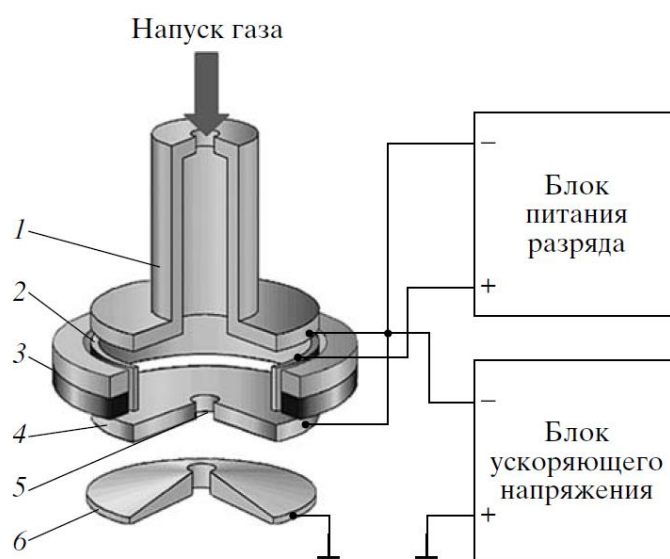
В настоящее время активно развиваются так называемые форвакуумные плазменные источники электронов [15-19], функционирующие при давлениях от единиц до сотни паскалей. Генерация сфокусированных электронных пучков в области повышенных давлений форвакуумного диапазона имеет свои особенности. Эти особенности свойственны как плазменным источникам в целом, так и обусловлены повышенным давлением в разрядной ячейке и области ускорения и транспортировки электронов.

В настоящей главе проведен анализ литературных данных, посвященных изучению особенностей формирования и фокусировки электронных пучков в источниках с плазменным катодом как при традиционных давлениях (до  $10^{-1}$  Па), так и при давлениях форвакуумного диапазона, а также способов локального повышения плотности эмиссионной плазмы в области отбора электронов.

## 1.1 Способы повышения плотности эмиссионной плазмы в плазменных источниках электронов на основе разряда с полым катодом

Выбор конкретной разрядной системы для создания эмиссионной плазмы обуславливается, в первую очередь, такими требуемыми эмиссионными параметрами, как плотность тока пучка, размер эмиссионной поверхности и однородность распределения эмиссионных параметров. Несмотря на широкое разнообразие способов создания газоразрядной плазмы [20-23], для генерации сфокусированных электронных пучков наибольшее распространение получили системы на основе разряда с полым катодом [11, 24-25].

Электродная схема разрядной ячейки и системы ускорения электронного источника с плазменным катодом на основе отражательного разряда (по сути разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях типа Пеннинга) с полым катодом представлена на рис. 1.1. Такая схема построения плазменного источника электронов используется для генерации сфокусированных непрерывных электронных пучков в традиционной для плазменных источников области давлений уровня 0,1 Па [26,27].



**Рисунок 1.1** – Электронная система электронного источника на основе отражательного разряда с полым катодом [26]: 1 – полый катод, 2 – анод, 3 – постоянный магнит, 4 – эмиттерный электрод, 5 – эмиссионный канал, 6 – ускоряющий электрод

Инициирование разряда в источнике происходит в два этапа. Сначала зажигается разряд в ячейке Пеннинга, образованной торцевой поверхностью полого катода 1, катодом-отражателем 4 и цилиндрическим анодом 2. Создаваемое постоянным магнитом 3 магнитное поле индукцией 0,06-0,08 Тл обеспечивает устойчивое зажигание и стационарное горение этого разряда. При достижении некоторого значения порогового тока разрядная плазма проникает

внутри полого катода, инициируя так называемый «эффект полого катода» [28]. При этом обеспечивается резко неоднородное радиальное распределение концентрации плазмы с максимумом на оси системы порядка  $10^{18} \text{ м}^{-3}$  при токах разряда до 0,4 А [29]. Отбор электронов из плазмы осуществляется через одиночный эмиссионный канал 5, выполненный в катод-отражателе 4. Формирование и ускорение электронного пучка осуществляется в промежутке, образованном электродами 4 и 6.

Функционирование разряда в системе в низковольтной форме обеспечивается при постоянном напуске рабочего газа (наиболее часто гелия) в катодную полость с откачкой через эмиссионный канал, причем давление в разрядной камере составляет 1-10 Па. Малый диаметр эмиссионного канала обуславливает перепад давлений между разрядной ячейкой и ускоряющим промежутком, давление в котором не превышает 0,01 Па. Это во многом способствует повышению электрической прочности ускоряющего промежутка.

Основные результаты экспериментальных исследований, теоретического анализа и численного моделирования, направленных на повышение плотности эмиссионной плазмы на оси разрядной системы, изложены в [29]. В этой работе показано, что повышения плотности эмиссионной плазмы можно добиться следующим образом:

- уменьшением радиуса выходного отверстия полости, которое приводит к увеличению плотности потока электронов, поступающих из полости в межкатодное пространство (до определенного значения  $\approx 2$  мм, меньше которого повышается напряжение горения разряда и увеличивается стартовый ток зажигания полости);

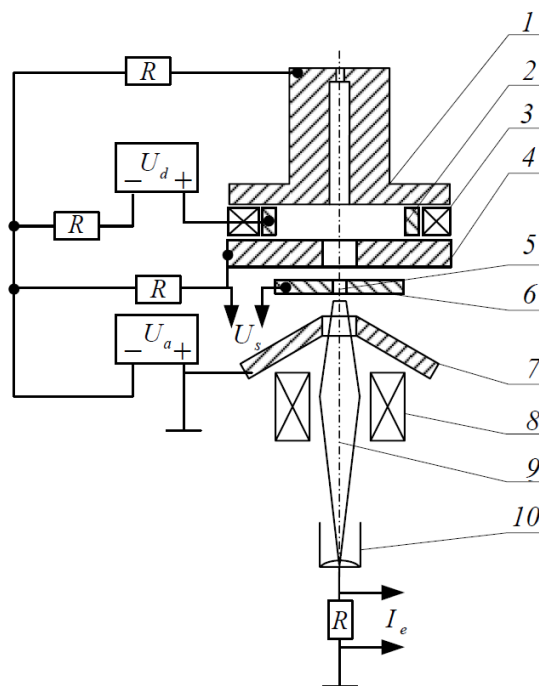
- уменьшением радиуса анода и расстояния между катодами;

- увеличением индукции магнитного поля или уменьшением давления, приводящим к уменьшению подвижности и диффузии электронов в радиальном направлении и, соответственно, к накоплению электронов на оси.

На рис. 1.2 представлена схема плазменного источника электронов, отличающегося наличием между отражательным катодом 4 и ускоряющим электродом 9 дополнительного изолированного эмиттерного электрода 6 [30, 31]. Экспериментальные результаты, представленные на рис. 1.3 [30] свидетельствуют о том, что изолированный эмиттерный электрод обеспечивает при ускоряющем напряжении свыше 6 кВ более высокое значение плотности тока эмиссии и эффективности извлечения (кр. 1-4 на рис. 1.3) по сравнению со случаем катодного потенциала эмиссионного электрода (кр. 5 на рис. 1.3). Переход к высокоэффективному режиму эмиссии реализуется в узком диапазоне значений ускоряющего напряжения. С увеличением напуска газа и, соответственно, давления в разрядной области величина ускоряющего напряжения, при которой реализуется переход к высокоэффективному извлечению, снижается.

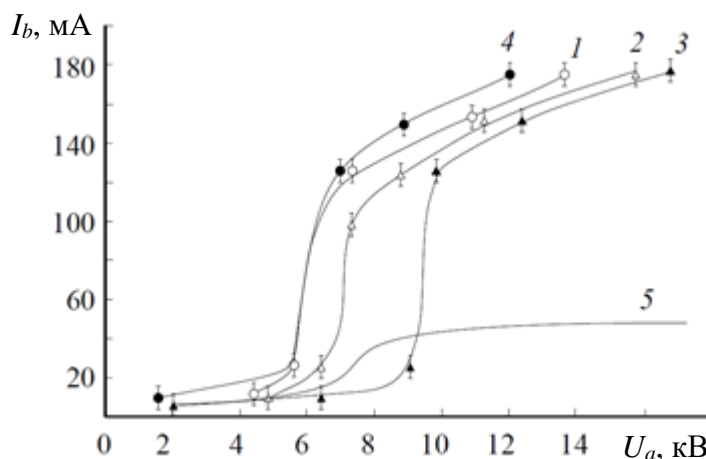


В форвакуумных плазменных источниках электронов [15-19], функционирующих в изобарическом режиме, отсутствует перепад давлений между разрядной областью и ускоряющим промежутком. Напуск рабочего газа для регулирования давления производится в вакуумную камеру, а электрическая прочность ускоряющего промежутка при повышенных давлениях в данных источниках обеспечивается использованием между анодом и ускоряющим электродом высоковольтного изолятора специальной формы, препятствующим зажиганию разряда в периферийных областях ускоряющего промежутка [15, 32-34]. Данное обстоятельство затрудняет использование системы отражательного разряда с полым катодом в форвакуумных плазменных источниках электронов. Кроме этого, существование рассеянного магнитного поля в ускоряющем промежутке приводит к образованию в промежутке скрещенных электрического и магнитного полей, что при повышенных давлениях может приводить к нарушению электрической прочности ускоряющего промежутка [35].

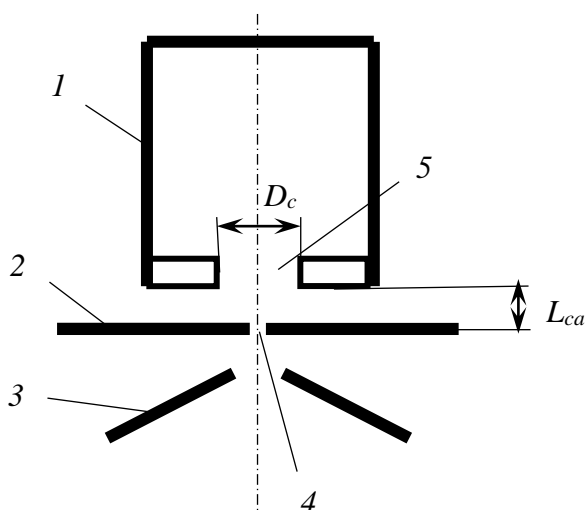


**Рисунок 1.2** – Электродная структура плазменного источника электронов с изолированным эмиттерным электродом [30]: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – постоянные магниты; 4 – отражательный катод; 5 – эмиссионный канал; 6 – изолированный эмиттерный электрод; 7 – ускоряющий электрод; 8 – линза; 9 – электронный пучок; 10 – цилиндр Фарадея

В связи с этим наиболее приемлемой разрядной системой для генерации эмиссионной плазмы в форвакуумном плазменном источнике электронов является разряд с полым катодом [36, 37] без магнитного поля (рис. 1.4).



**Рисунок 1.3** – Вольтамперные характеристики в системе с плавающим (1-4) и катодным потенциалом (5) эмиттерного электрода [30]. Начальный ток разряда: 1, 2, 3 – 0,11 А; 4 – 0,15 А; 5 – 0,4 А; расход газа: 1, 4, 5 – 1,4 мПа м<sup>3</sup>/с; 2 – 1,25 мПа м<sup>3</sup>/с; 3 – 1,1 мПа м<sup>3</sup>/с; длина и диаметр канала: 1 – 2 и 1,2 мм; 2 – 4,5 и 2 мм



**Рисунок 1.4** – Электродная схема разрядной и ускоряющих систем форвакуумного источника электронов на основе разряда с полым катодом [36]: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – ускоряющий электрод; 4 – эмиссионный канал; 5 – выходная апертура катодной полости;  $D_c$  – диаметр выходной апертуры катодной полости;  $L_{ca}$  – протяженность разрядного промежутка

Увеличение эффективности ионизации электронами в такой системе в отсутствие магнитного поля обеспечивается только осцилляцией электронов в полости при отражении от катодного падения потенциала [38]. Начальное инициирование тлеющего разряда в такой системе обеспечивается в области плоская часть катода – анод с помощью кратковременного напуска рабочего газа в камеру. Для дальнейшего проникновения плазмы в катодную полость

требуется выполнение условия «разрыва катодных оболочек» [5], когда удвоенная протяженность катодного слоя становится меньше апертуры катодной полости. С другой стороны, эффективная ионизация газа электронами в полости возможна лишь при выполнении условия [39]:

$$\Lambda < L, \quad (1.1)$$

где  $\Lambda$  – длина релаксации электрона (средний путь, на котором энергия электрона уменьшается до энергии ионизации рабочего газа),  $L$  – средняя длина траектории электрона в полости до вылета из нее. Согласно [38] для давления форвакуумного диапазона данное условие может быть выражено через соотношение геометрических размеров катодной полости:

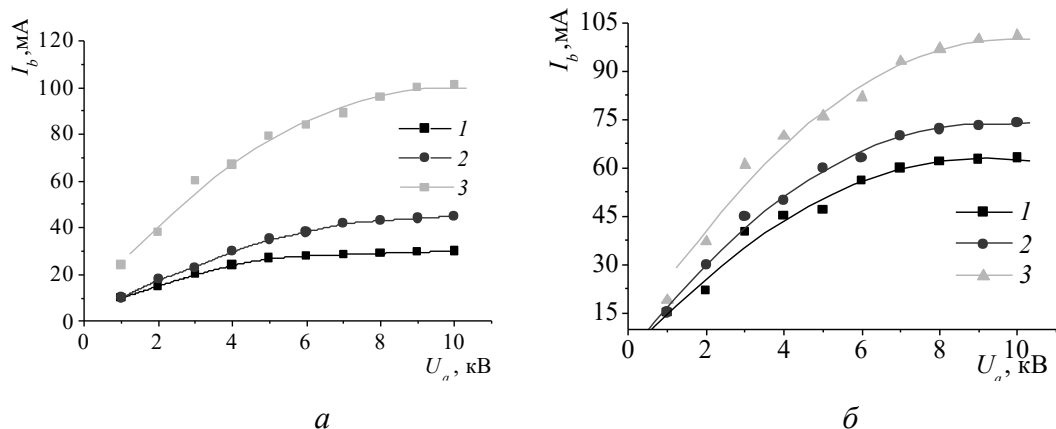
$$S_a < 4V / 1 [м^2], \quad (1.2)$$

где  $S_a$  – площадь выходной апертуры катодной полости,  $V$  – объем катодной полости. Или для цилиндрической катодной полости это означает, что отношение площади внутренней поверхности полости  $S_c$  к площади апертуры  $S_a$  должно быть больше 100.

Таким образом, для зажигания и функционирования разряда с полым катодом требуется выполнение двух противоречивых условий: для зажигания разряда выходная апертура должна быть достаточно большой, с другой стороны для эффективной ионизации газа апертура должна быть как можно меньше. Кроме того, площадь выходной апертуры определяет плотность тока на анод, а следовательно, и плотность эмиссионного тока [38], что также требует уменьшения размеров выходной апертуры.

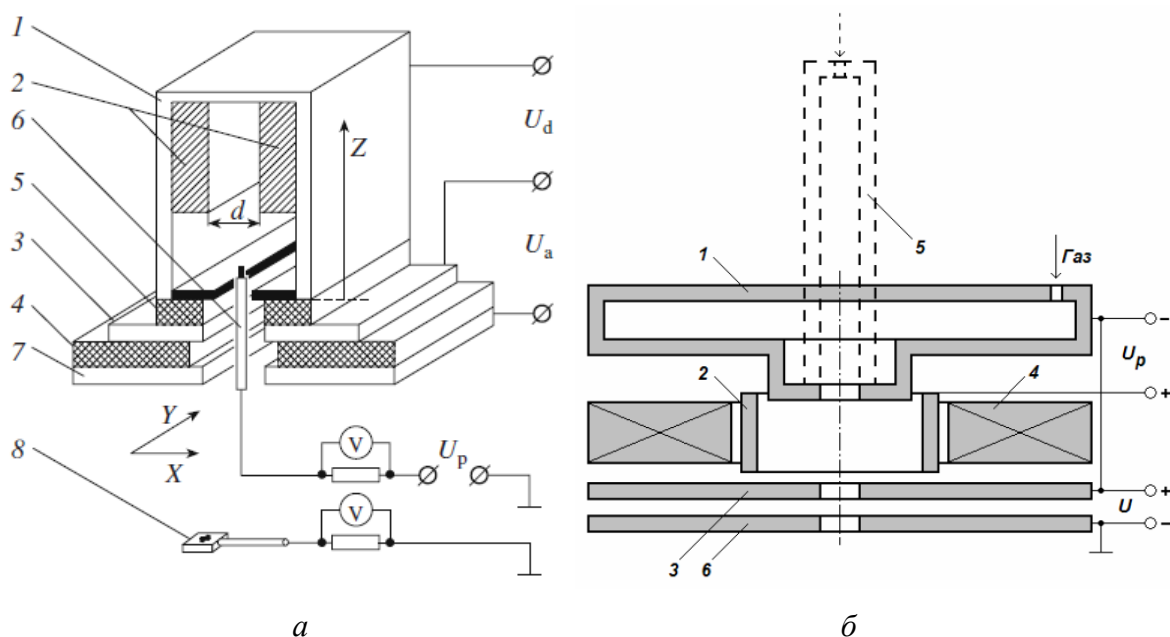
Более ранние исследования, направленные на повышение неоднородности плазмы для локального повышения концентрации плазмы на оси, представлены в работах [38, 40]. В частности, в указанных работах предложены рекомендации по оптимизации геометрии разрядного промежутка. Данные рекомендации сводятся к тому, что при выходе плазмы из катодной полости и распространении к аноду происходит ее расширение в радиальном направлении. Так, на рис. 1.5 представлены вольтамперные характеристики электронного источника при различных диаметрах выходной апертуры и протяженности разрядного промежутка катод–анод. Максимальный ток пучка обеспечивается при минимальном расстоянии катод–анод и минимальном диаметре выходной апертуры катодной полости.

Кроме того, в работах [38, 41-42] показана возможность сжатия положительного столба разряда аксиальным магнитным полем. Однако степень повышения неоднородности плазмы при этом уменьшается при уменьшении протяженности разрядного промежутка. При оптимальном размере выходной апертуры и расстоянии катод–анод эффекта магнитного поля практически не обнаруживается.



**Рисунок 1.5** – Вольтамперные характеристики источника при различных диаметрах выходной апертуры катодной полости  $d_c$  (а) и при различных расстояниях катод – анод  $L_{ca}$  (б) (ток разряда – 700 мА; диаметр эмиссионного отверстия – 1,8 мм, толщина анода – 1 мм) [30]: а: 1 –  $d_c = 20$  мм; 2 –  $d_c = 10$  мм; 3 –  $d_c = 8$  мм; б: 1 –  $L_{ca} = 3$  мм; 2 –  $L_{ca} = 1$  мм; 3 –  $L_{ca} = 0,5$  мм

В [43-46] показано, что помимо выходной апертуры на распределение катодной плазмы также в значительной степени влияет форма катодной полости (рис. 1.6).

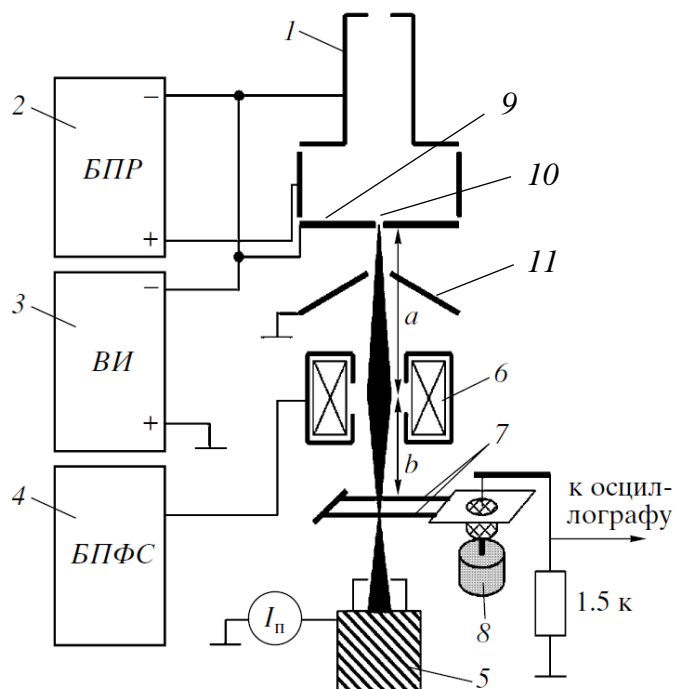


**Рисунок 1.6** – а – Форвакуумный плазменный источник ленточной конфигурации [43]: 1 – полый катод; 2 – анод; 3, 4 – изоляторы; 5 – вставки; 6 – зонд; 7 – ускоряющий электрод; 8 – коллектор. б – Электродная схема разряда с коробчатой катодной полостью [46]: 1 – полый катод, 2 – анод, 3 – отражательный катод, 4 – постоянный кольцевой магнит, 5 – пунктирной линией нанесен полый катод типовых разрядных структур с трубчатой полостью, 6 – ускоряющий электрод

Причем повышение концентрации на оси достигается не только уменьшением размеров катодной полости, но и нахождением оптимальных соотношений размеров и конфигурации катодной полости. Так, например, для форвакуумных источников электронных пучков ленточной конфигурации [43] и круглого сечения [46] повышение неоднородности плазмы достигается сужением части катодной полости, противоположной выходной апертуре (рис. 1.6 *a*). Для плазменного катода со скрещенными  $E \times H$  полями это, в свою очередь, достигается определением оптимального соотношения размеров коробчатой полости [45] (рис. 1.6 *б*).

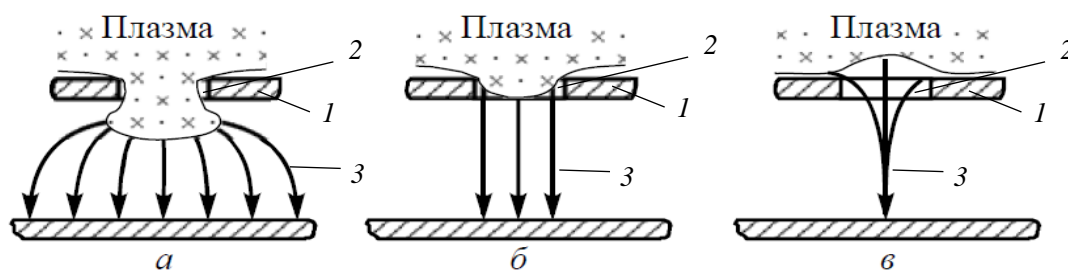
## 1.2 Формирование сфокусированных электронных пучков плазменными эмиттерами с одиночным эмиссионным каналом

На рис. 1.7 представлена схема функциональных узлов электронного источника на основе отражательного разряда с полым катодом, предназначенного для генерации электронного пучка с рекордной к настоящему времени среди плазменных источников плотностью мощности более  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и диаметром менее 0,3 мм [26, 27, 47]. Принцип функционирования разряда в таком источнике изложен в разделе 1.1.



**Рисунок 1.7** – Схема электронного источника на основе отражательного разряда с полым катодом [26]: 1 – электронный источник с плазменным катодом; 2 – блок питания разряда БПР; 3 – высоковольтный источник питания ВИ; 4 – блок питания фокусирующей системы БПФС; 5 – коллектор; 6 – фокусирующая система; 7 – двойной вращающийся зонд; 8 – двигатель зонда; 9 – эмиттерный электрод; 10 – эмиссионный канал; 11 – экстрактор

Для генерации сфокусированного электронного пучка в плазменных источниках эмиссия из газоразрядной плазмы осуществляется через одиночный эмиссионный канал малого сечения для двух целей: с одной стороны – уменьшение площади плазмы, с которой происходит отбор электронов, приводит к уменьшению сферических aberrаций магнитной фокусирующей линзы [48, 49]; с другой стороны – использование малого диаметра эмиссионного канала призвано обеспечить стабилизацию границы плазмы внутри эмиссионного канала [5, 6]. Подвижность формы и положения плазменной границы в зависимости от размеров эмиссионного канала, параметров плазмы и электрического поля [4] является одной из ключевых особенностей, отличающих электронно-оптическую систему с плазменным катодом от системы с твердотельным катодом. Так, в зависимости от напряженности ускоряющего поля, размеров канала и концентрации плазмы можно выделить три варианта отбора электронов из плазмы [4, 7, 13], представленных на рис. 1.8.



**Рисунок 1.8** – Различные условия эмиссии электронов с плазменной границы [7]: *а* – эмиссия происходит через потенциальный барьер; *б* – эмиссия происходит преимущественно с открытой плазменной границы в пределах эмиссионного канала; *в* – эмиссия с открытой плазменной границы, «провисающей» в ускоряющий промежуток; 1 – анод; 2 – эмиссионный канал; 3 – траектории электронов

На рисунке 1.8 *а* представлена ситуация, характерная для низкой напряженности ускоряющего поля или высокой концентрации плазмы, когда плазменная поверхность выходит за пределы эмиссионного канала и формируется в ускоряющем промежутке. При этом поверхность плазмы имеет выпуклую форму, приводящую к увеличению разброса скоростей эмитируемых электронов. На рис. 1.8 *б* представлен случай для большей напряженности электрического поля. В данной ситуации эмиссионная поверхность формируется в пределах эмиссионного канала и обладает близкой к плоской формой, при которой формируется практически параксиальный пучок. В случае небольшой концентрации плазмы и сильного электрического поля (рис. 1.8 *в*) плазменная граница смещается в разрядную область и становится вогнутой в соответствии с формой эквипотенциальной поверхности. Электроны при

этом имеют сходящиеся траектории, и кроссовер пучка образуется в ускоряющем промежутке. Расчет траектории электронов в работе [26] показал, что оптимальным режимом эмиссии электронов с плазменной границы, обеспечивающим минимальный диаметр и угол расходимости пучка, является представленный на рис. 1.8 б, когда эмиссия осуществляется с поверхности плазмы, локализованной в глубине эмиссионного канала.

Кроме того, положение плазменной границы в эмиссионном канале в значительной степени определяет плотность эмиссионного тока и ток пучка. Плотность эмиссионного тока с открытой плазменной границы принимается равной плотности хаотического тока электронов  $j_e(n)$  [7]:

$$j_e(n) = \frac{e \cdot n}{4} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m}}, \quad (1.3)$$

где  $n$  – концентрация плазмы,  $T_e$  – температура электронов,  $m$  – масса электронов,  $k$  – постоянная Больцмана. Т.е. плотность тока эмиссии прямо пропорциональна концентрации плазмы в области отбора электронов. Как известно из [50-52], по мере распространения плазмы в эмиссионном канале ее концентрация и потенциал снижаются, что обусловлено потерями частиц на стенках канала. При этом уменьшение концентрации можно оценить, воспользовавшись формулой [26]:

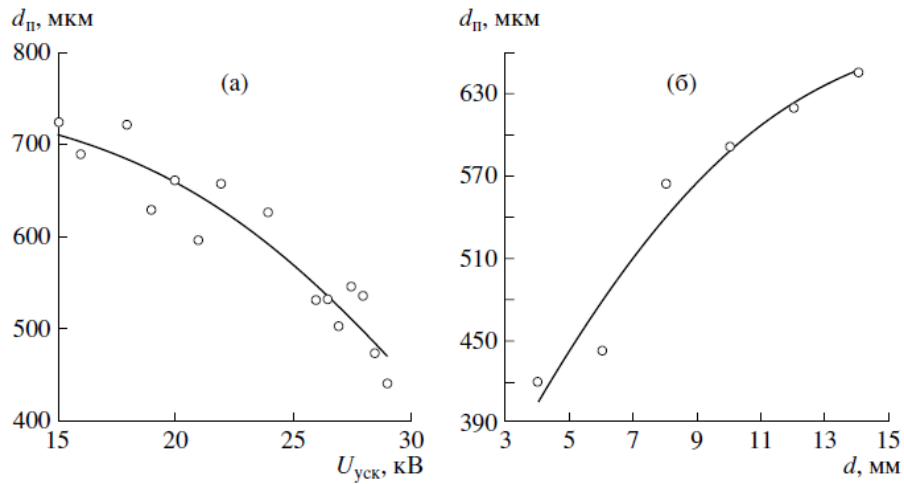
$$n = n_0 \cdot \exp(-(0.8z / r)^{2/3}), \quad (1.4)$$

где  $n_0$  – концентрация плазмы на входе в канал,  $r$  – радиус плазмы в канале,  $z$  – координата вдоль оси канала. Таким образом, при одинаковой концентрации плазмы на входе в канал плотность эмиссионного тока будет тем выше, чем глубже в канале устанавливается эмиссионная плазменная границы.

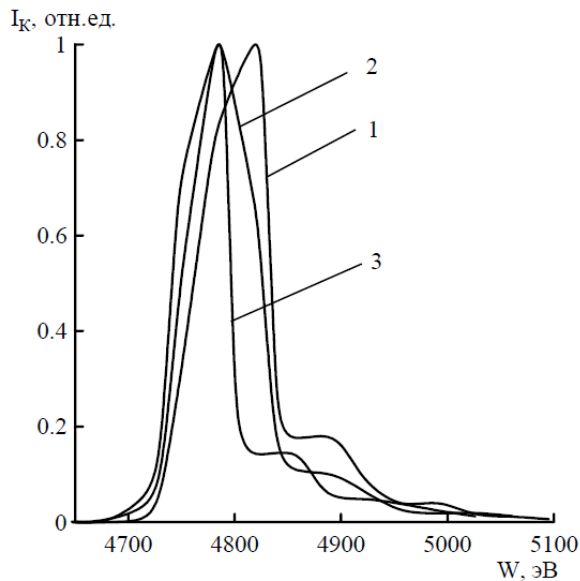
Это, в свою очередь, подтверждают экспериментальные результаты в [26] (рис. 1.9). Как видно из представленных графиков, можно добиться существенного уменьшения диаметра пучка увеличением ускоряющего напряжения и уменьшением расстояния между эмиттерным катодом и ускоряющим электродом (увеличением напряженности электрического поля в канале).

Наряду с подвижностью плазменной границы при изменении параметров плазменного электронного источника, особенностью функционирования электронно-оптической системы является значительно большая по сравнению с термокатодными источниками температура эмитированных электронов. Так, в газоразрядной плазме, образованной тлеющим разрядом, температура электронов составляет несколько электронвольт [6]. Широкий спектр энергии электронов, обусловленный их высокой температурой, обеспечивает значительное повышение диаметра пучка из-за хроматической и сферической aberrаций [48, 49, 53] магнитной линзы.

Ширина энергетического спектра электронов сильно зависит от давления газа. Но если для термокатодных источников рабочим считается режим с минимальным напуском газа, что обеспечивает уменьшение частоты столкновений электронов пучка с молекулами газа, то в [54, 55] для плазменного источника продемонстрировано сужение энергетического спектра при повышении величины напуска газа.



**Рисунок 1.9** – Зависимости диаметра пучка от ускоряющего напряжения при расстоянии между эмиттерным электродом и ускоряющим электродом  $d = 6$  мм (а) и расстояния между эмиттерным катодом и ускоряющим электродом при ускоряющем напряжении  $U_{уск} = 30$  кВ [26]



**Рисунок 1.10** – Энергетические спектры электронов [54] при ускоряющем напряжении 4,8 кВ и величине напуска газа в разрядную камеру  $Q$ : 1 –  $Q = 20$  см<sup>3</sup>/час; 2 –  $Q = 40$  см<sup>3</sup>/час; 3 –  $Q = 60$  см<sup>3</sup>/час

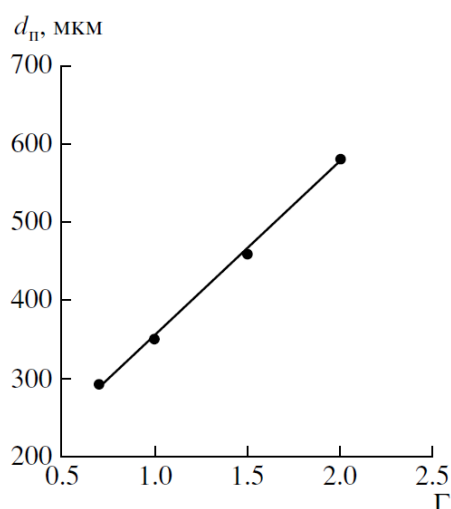
На рисунке 1.10 представлены энергетические спектры электронного пучка, генерируемого плазменным катодом на основе отражательного разряда с полым катодом для



различных величин напуска газа [54, 55]. Так, для малого напуска газа (кр. 1 на рис. 1.10) на энергетическом спектре заметна значительная доля электронов с энергией более 4850 эВ, которая, как считают авторы [54], образована быстрыми электронами из разряда, ускоренными в катодном падении потенциала. Повышение напуска газа (кр. 2 и 3 на рис. 1.10) приводит к существенному уменьшению доли быстрых электронов, благодаря чему обеспечивается более качественная фокусировка, что подтверждают экспериментальные исследования авторов [54].

Кроме оптимизации параметров электронного источника и его геометрии, повышение удельных параметров электронного пучка, генерируемого плазменным источником, обеспечивается оптимизацией магнитной фокусирующей системы. В данном случае улучшение условий фокусировки обеспечивается расположением фокусирующей линзы как можно ближе к фокальной плоскости, т.е. при уменьшении коэффициента увеличения линзы  $\Gamma = b/a$  [26] ( $b$  – расстояние между линзой и фокальной плоскостью,  $a$  – расстояние область эмиссии – линза) (рис. 1.11).

Однако с точки зрения практического применения уменьшение расстояния  $b$  линза – фокальная плоскость ограничено ростом угла сходимости электронного пучка. Увеличение же расстояния  $a$  между эмиттерным электродом и линзой может привести к попаданию части потока электронов на корпус фокусирующей линзы. Для устранения этого для источника электронов на основе отражательного разряда с полым катодом получила применение двойная фокусирующая система [26], в которой дополнительная линза, предназначенная для управления углом расходимости пучка, располагается между эмиттерным электродом и основной фокусирующей катушкой.



**Рисунок 1.11** – Зависимость минимального диаметра пучка от коэффициента увеличения магнитной линзы ( $\Gamma = b/a$ ) [26]

### 1.3 Формирование и фокусировка электронных пучков в области повышенных давлений форвакуумного диапазона

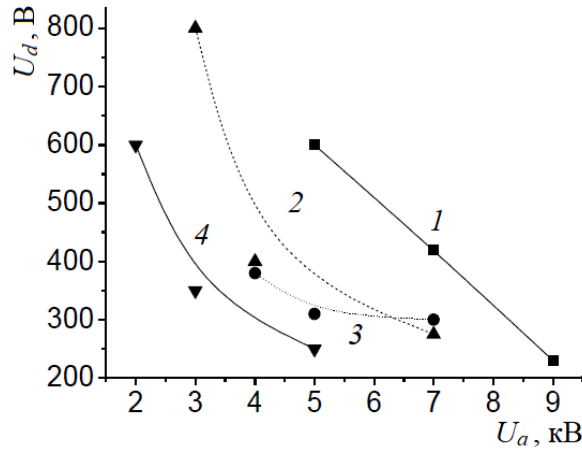
При переходе в область повышенных давлений в функционировании форвакуумного плазменного источника электронов (рис. 1.4) проявляются особенности, обусловленные заметным влиянием газа в ускоряющем промежутке и области распространения электронного пучка на характеристики и параметры электронного источника [15-19].

Одна из особенностей связана с иницированием в ускоряющем промежутке так называемого высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) [56, 57]. Ток высоковольтного тлеющего разряда определяется конфигурацией ускоряющего промежутка, материалом электродов, родом рабочего газа и пропорционален давлению газа, а также величине ускоряющего напряжения [58]. При давлениях  $10^{-1}$  Па и ниже ток ВТР пренебрежимо мал по сравнению с током электронного пучка. В форвакуумной области уже при 1-10 Па и ускоряющем напряжении в несколько киловольт ток ВТР может составлять уже единицы миллиампер. При дальнейшем повышении давления и ускоряющего напряжения ток ВТР может уже быть сравним с током электронного пучка. Это значительно затрудняет возможности независимого регулирования тока и энергии электронного пучка. Существование ВТР также способствует снижению электрической прочности ускоряющего промежутка и возникновению пробоя [59].

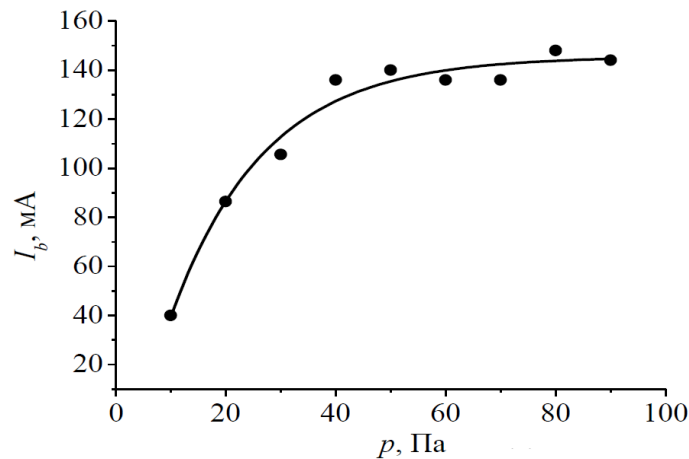
Обратим внимание на тот факт, что ионный компонент тока ВТР может существенно возрасти за счет ионного потока из пучковой плазмы, генерируемого в области транспортировки электронного пучка и ускоренного в противоположном по отношению к электронам направлении. [60]. В форвакуумной области давлений влияние обратного потока ионов на процессы генерации электронного пучка плазменными источниками неизмеримо возрастает. Необходимость учета влияния ионного потока из пучковой плазмы представляет одну из принципиальных особенностей функционирования плазменных источников электронов в области повышенных давлений форвакуумного диапазона. В [61] показано, что проникновение ионов через эмиссионные отверстия в разрядную область электронного источника способствует зажиганию плазмообразующего тлеющего разряда с полым катодом. Причем значительное снижение напряжения зажигания разряда с полым катодом проявляется при повышении давления и ускоряющего напряжения, напрямую влияющих на плотность пучковой плазмы и ток ионов (рис. 1.12).

Обратный ионный поток при попадании в разрядную область оказывает влияние на параметры эмиссионной плазмы, и, соответственно, на параметры электронного пучка. Такое влияние проявляется в наблюдаемом в эксперименте росте тока эмиссии электронов из плазмы

при повышении давления рабочего газа (рис. 1.13) [62-65]. Как следует из [64] возрастание тока электронов может быть связано с перезарядкой обратного ионного потока и, вследствие этого, с локальным повышением концентрации эмиссионной плазмы в области отбора электронов. Инжекция ионов в разрядный промежуток приводит также к росту потенциала плазмы относительно анода. Это затрудняет уход электронов из плазмы на анод и, соответственно, повышает ток эмиссии электронов из плазмы (так называемый «эффект переключения тока в плазменном эмиттере» [66]).



**Рисунок 1.12** – Напряжение зажигания  $U_d$  тлеющего разряда с полым катодом форвакуумного плазменного источника электронов как функция напряжения  $U_a$  на ускоряющем промежутке для различных давлений газа [61]: 1 – 5 Па; 2 – 5,5 Па; 3 – 6 Па; 4 – 8 Па

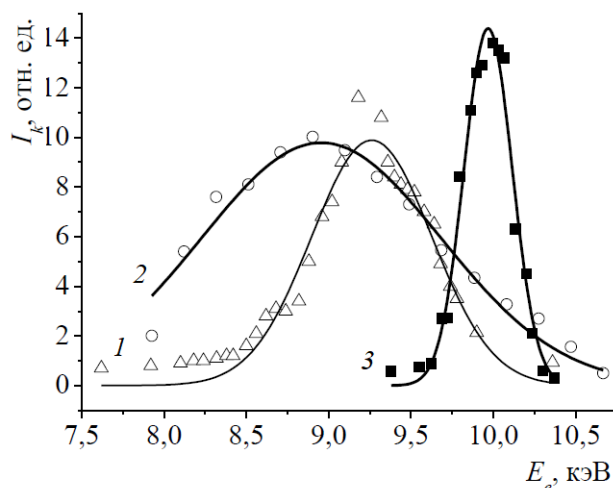


**Рисунок 1.13** – Зависимость тока пучка от давления рабочего газа в вакуумной камере [65]. Ток разряда – 500 мА. Ускоряющее напряжение – 10 кВ

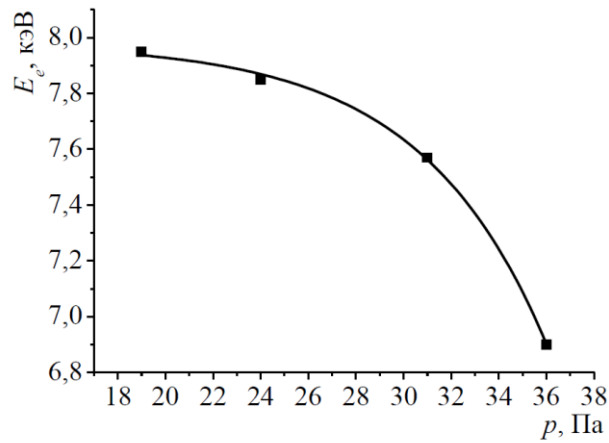
Давление рабочего газа форвакуумного диапазона оказывает влияние и на процессы магнитной фокусировки электронного пучка. Известно, что эффективность магнитной фокусировки определяется шириной энергетического спектра пучка [53]. Периодические упругие и неупругие соударения электронов пучка с молекулами рабочего газа приводят к

изменению скорости электронов как по модулю, так и по направлению, из-за чего происходит существенное изменение энергетического спектра электронного пучка. На рис. 1.14 представлены энергетические спектры электронного пучка, полученные при помощи магнитного энергоанализатора [67, 35]. Из рис. 1.14 видно, что энергетический спектр пучка при давлении 16 Па (кривая 1 и 2) значительно шире, чем при более низком давлении  $10^{-2}$  Па (кривая 3). При высоком давлении газа ширина энергетического спектра на полувысоте составляет 1 кэВ и более, что приводит к значительному уширению диаметра пучка. На больших расстояниях от электронного источника и (или) при повышении давления газа ширина спектра увеличивается (рис. 1.14), а положение его максимума смещается в сторону меньших энергий (рис. 1.14 и 1.15).

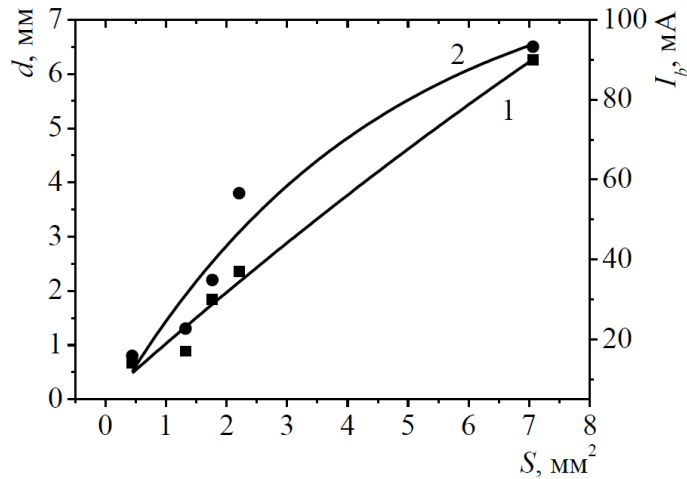
В работе [68] продемонстрировано, что уменьшение количества отверстий в эмиссионном электроде форвакуумного источника приводит к существенному уменьшению диаметра пучка и тока пучка (рис. 1.16). В связи с этим видно, что эффективная фокусировка электронного пучка с диаметром менее 1 мм возможна лишь при отборе электронов из плазмы через одиночный центральный эмиссионный канал в аноде. Несмотря на уменьшение полного тока электронного пучка, плотность тока пучка при отборе из одиночного эмиссионного отверстия увеличивается. Такое влияние может быть связано с более эффективной фокусировкой электронного пучка в результате уменьшения сферических aberrаций магнитной линзы [57].



**Рисунок 1.14** – Энергетический спектр электронов пучка при различных давлениях и расстояниях от источника  $z$  [35]: 1 – 16 Па,  $z = 90$  мм; 2 – 16 Па,  $z = 170$  мм; 3 –  $10^{-2}$  Па,  $z = 170$  мм, калибровочный; ускоряющее напряжение 10 кВ, ток пучка – 30 мА



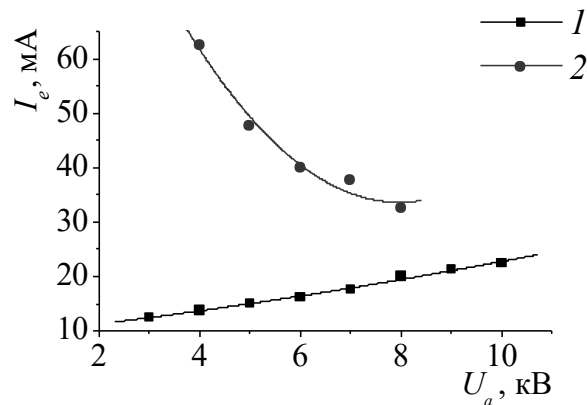
**Рисунок 1.15** – Положение максимума энергетического спектра электронов пучка в зависимости от давления гелия [35], ускоряющее напряжение 9 кВ,  $z = 170$  мм



**Рисунок 1.16** - Зависимость диаметра (1) и тока (2) электронного пучка от площади эмитирующей поверхности [68]

В работе [25] была исследована возможность повышения эмиссионного тока через одиночный канал плазменного источника электронов, функционирующего в форвакуумном диапазоне давлений. Рост эмиссионного тока обеспечивался достижением большей площади эмиссионной поверхности за счет увеличения диаметра эмиссионного канала. Увеличение диаметра эмиссионного канала больше определённого значения ограничивалось пробоем ускоряющего промежутка. Дальнейшее увеличение диаметра эмиссионного канала было возможно при увеличении его протяженности. Использование же канала с большой протяженностью в форвакуумной области давлений было затруднено из-за эффективной ионизации в канале, что, в конечном счете, приводит к возникновению эффекта полого катода в канале и также к пробоем ускоряющего промежутка. Так, на рис. 1.17 представлены зависимости предельного эмиссионного тока, предшествующего пробоем ускоряющего промежутка, от ускоряющего напряжения для малой и большой протяженности эмиссионного

канала. В случае малой протяженности канала 1 мм (кривая 1) увеличение ускоряющего напряжения отодвигает плазменную границу вглубь разрядной области, благодаря чему предотвращается пробой из-за выхода плазмы в ускоряющий промежуток. При протяженности канала 4 мм рост ускоряющего напряжения сопровождается соответствующим ростом тока обратного ионного потока, способного вызвать дополнительную ионизацию в эмиссионном канале, что ослабляет электрическую прочность ускоряющего промежутка.

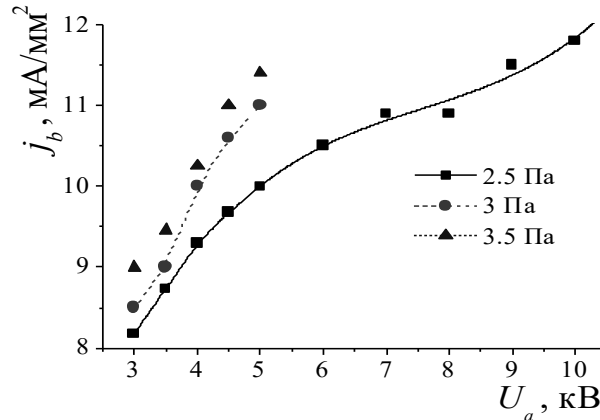


**Рисунок 1.17** – Зависимость предельного эмиссионного тока от ускоряющего напряжения [25]. Давление 10 Па. 1 – диаметр канала – 1 мм, протяженность – 0,2 мм; 2 – диаметр канала – 1,5 мм, протяженность – 4 мм

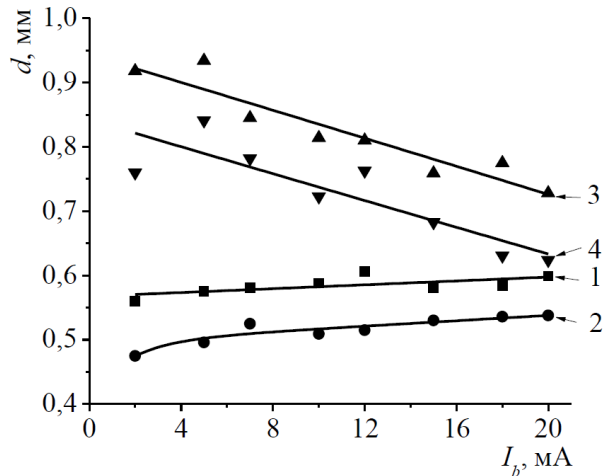
Ключевая причина, накладывающая ограничения на плотность тока пучка в кроссовере, согласно [69] заключается в коллективном характере взаимодействия пучка с пучковой плазмой и возникновении пучково-плазменного разряда (ППР) [70]. При иницировании ППР происходит уширение энергетического спектра пучка в сторону меньших энергий, однако максимум энергии электронов при этом остается на уровне ускоряющего напряжения. На рис. 1.18 представлены условия возникновения ППР [69]. Видно, что минимальный ток пучка, необходимый для возникновения ППР, возрастает с ростом ускоряющего напряжения и давления газа.

Результаты последних экспериментов по фокусировке электронного пучка в форвакуумной области давлений представлены в работе [71]. Эмиссия пучка при этом происходит через одиночный эмиссионный канал диаметром 0,75 мм, протяженностью 1 мм, при высоком ускоряющем напряжении 10-20 кВ и использовании в качестве рабочего газа гелия. Достигнутые параметры электронного пучка представлены на рис. 1.19. Из этих результатов обращает на себя внимание тот факт, что зависимости диаметра пучка от тока ведут себя по-разному при малых и больших давлениях. В то время как при давлении 10 Па диаметр пучка практически не меняется, при давлении 30 Па рост тока пучка приводит к уменьшению диаметра пучка. Подобное уменьшение, как отмечают авторы [71], связано с

одной из характерных особенностей форвакуумных источников – образованием пучковой плазмы, которая может приводить к искажению ускоряющего поля. Также возможная причина сужения пучка заключается в сжатии пучка собственным магнитным полем. Несмотря на заметное рассеяние электронного пучка в газовой среде, как видно из представленных результатов эксперимента, форвакуумный плазменный источник электронов обеспечивает возможность фокусировки электронного пучка до субмиллиметровых размеров с плотностью мощности уровня  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup>.



**Рисунок 1.18** – Плотность тока электронного пучка, необходимая для возникновения ППР, как функция ускоряющего напряжения для различных давлений газа [69]



**Рисунок 1.19** – Зависимость диаметра пучка от величины тока в пучке [71]. Ускоряющее напряжение и давление: 1 – 14 кВ, 10 Па, 2 – 18 кВ, 10 Па, 3 – 14 кВ, 30 Па, 4 – 18 кВ, 30 Па

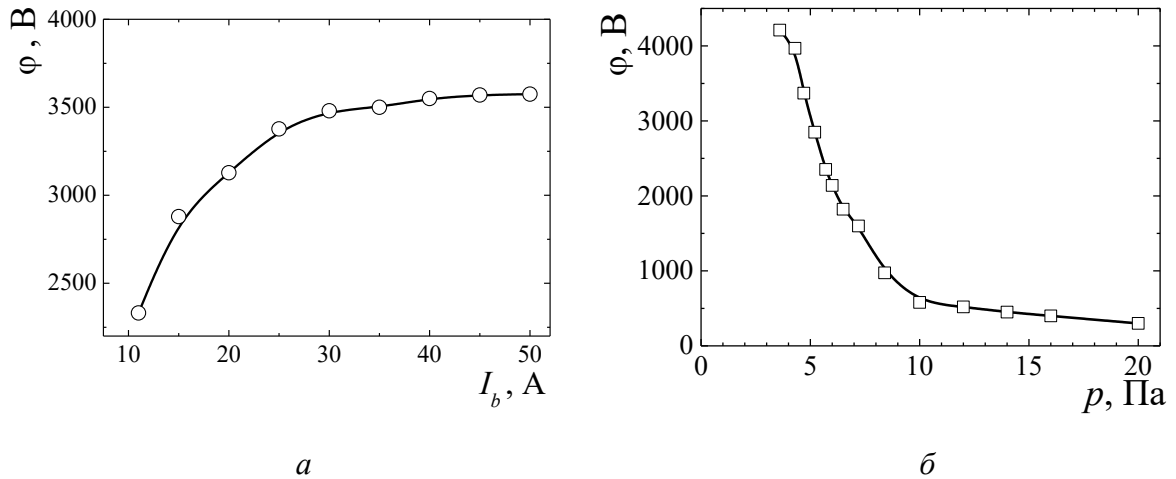
#### **1.4 Применение сфокусированных электронных пучков, генерируемых форвакуумными источниками, для обработки непроводящих материалов**

Интерес к электронно-лучевой обработке высокотемпературных диэлектриков, таких как различные марки керамики и стекла, во многом связан с необходимостью обеспечения большой удельной мощности для достижения высоких температур в таких технологических операциях, как плавка и испарение, резка, поверхностная модификация и др [5, 12, 17]. Основным фактором, вызывающим затруднение эффективной обработки диэлектриков электронными пучками, является накопление отрицательного заряда на электрически непроводящей поверхности диэлектрика до потенциала, сравнимого с ускоряющим напряжением электронных источников [72, 73]. Решение данной проблемы при традиционных для пучково-плазменных технологий давлений (до 0,1 Па) состоит либо в создании вокруг диэлектрика плазмы ВЧ-разряда [74], либо в использовании для обработки пучков с энергией в несколько МэВ [75]. В первом случае компенсация накапливаемого отрицательного заряд осуществляется потоком ионов из специально создаваемой плазмы. Во втором же случае стекание отрицательного заряда происходит за счет пробоя между обрабатываемой поверхностью и ближайшим заземленным электродом. Обоим перечисленным способам присуща сложная техническая реализация и неконтролируемое воздействие ионной бомбардировки диэлектрика.

Повышенное давление газа в области распространения электронного пучка, генерируемого форвакуумными плазменными источниками, существенно отличает механизм электронно-лучевой обработки диэлектриков [26, 27]. Данное отличие заключается в образовании плотной пучковой плазмы [76-78] в результате ионизации молекул рабочего газа электронами пучка. Пучковая плазма при образовании отрицательного потенциала на диэлектрической поверхности обеспечивает поток медленных ионов, который устраняет дальнейший рост отрицательного потенциала, но в то же время не оказывает какого-либо значительного влияния на диэлектрик. Таким образом, несмотря на значительное уширение энергетического спектра электронного пучка из-за рассеяния на молекулах газа при повышенных давлениях [66], отличительная особенность форвакуумных плазменных источников электронов, заключающаяся в образовании пучковой плазмы, делает их уникальным инструментом, способным к эффективной электронно-лучевой обработке диэлектриков.

Изучению процесса зарядовой нейтрализации при электронно-лучевой обработке диэлектриков в форвакуумной области давлений посвящены работы [79-81]. Характерные зависимости установившегося потенциала поверхности диэлектрика [79] при электронно-лучевой обработке от тока пучка и давления газа представлены на рис. 1.20.





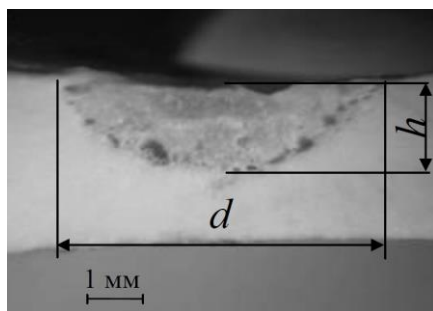
**Рисунок 1.20** – Зависимости потенциала диэлектрической пластины от тока пучка (а) и давления рабочего газа (б) [79]: а – ускоряющее напряжение 13 кВ, давление рабочего газа 4 Па; б – ускоряющее напряжение 10 кВ, ток пучка 2 А

Результаты проведенных экспериментов [79-81] показали, что отрицательный потенциал диэлектрика возрастает при повышении ускоряющего напряжения и тока пучка (характер влияния тока пучка на потенциал диэлектрика продемонстрирован на рис. 1.20 а). Однако наиболее сильный эффект на потенциал оказывает давление рабочего газа (рис. 1.20 б). Так, увеличение давления рабочего газа приводит к резкому уменьшению потенциала диэлектрической пластины. Ввиду этого наиболее эффективная обработка диэлектриков производится при больших давлениях форвакуумного диапазона. Однако уже при давлениях более 10 Па потенциал не превышает 1 кВ, т.е. составляет не более 10 % от ускоряющего напряжения, благодаря чему практически вся энергия электронного пучка выделяется на поверхности диэлектрика.

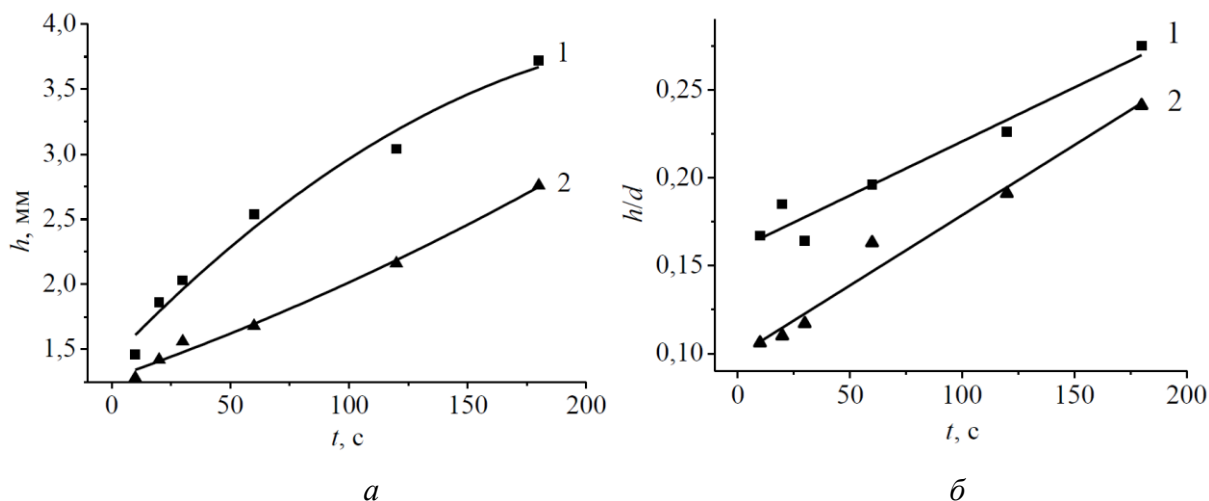
Эффективная передача энергии электронного пучка, генерируемого форвакуумными источниками, поверхности диэлектрика подтверждается исследованиями характера формирования переплавленной области в образцах на основе алюмооксидной керамики ВК94-1 и ВК95-1 [65, 82]. Изображение поперечного шлифа переплавленной области образца представлено на рис. 1.21.

Характер влияния на размеры переплавленной области времени воздействия и мощности пучка продемонстрирован на рис. 1.22 и 1.23 соответственно.

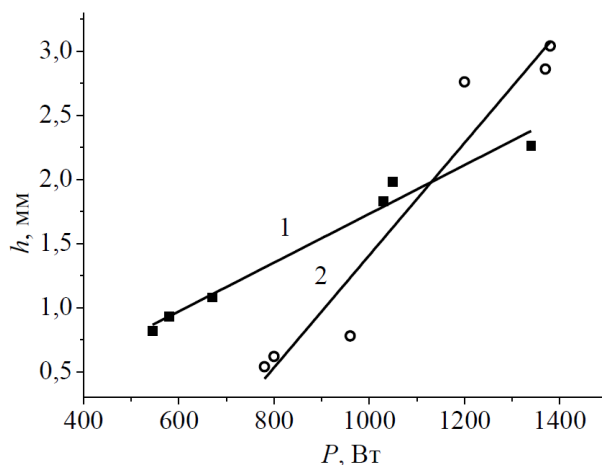
С учетом того, что размеры переплавленной области точно контролируются параметрами пучка и временем воздействия, процесс переплавления керамического материала электронным пучком в форвакуумной области давлений может эффективно использоваться для сварки керамических изделий.



**Рисунок 1.21** - Фотография шлифа переплавленной области керамики ВК95-1 [74]. Диаметр пучка – 4 мм, плотность мощности – 8 кВт/см<sup>2</sup>



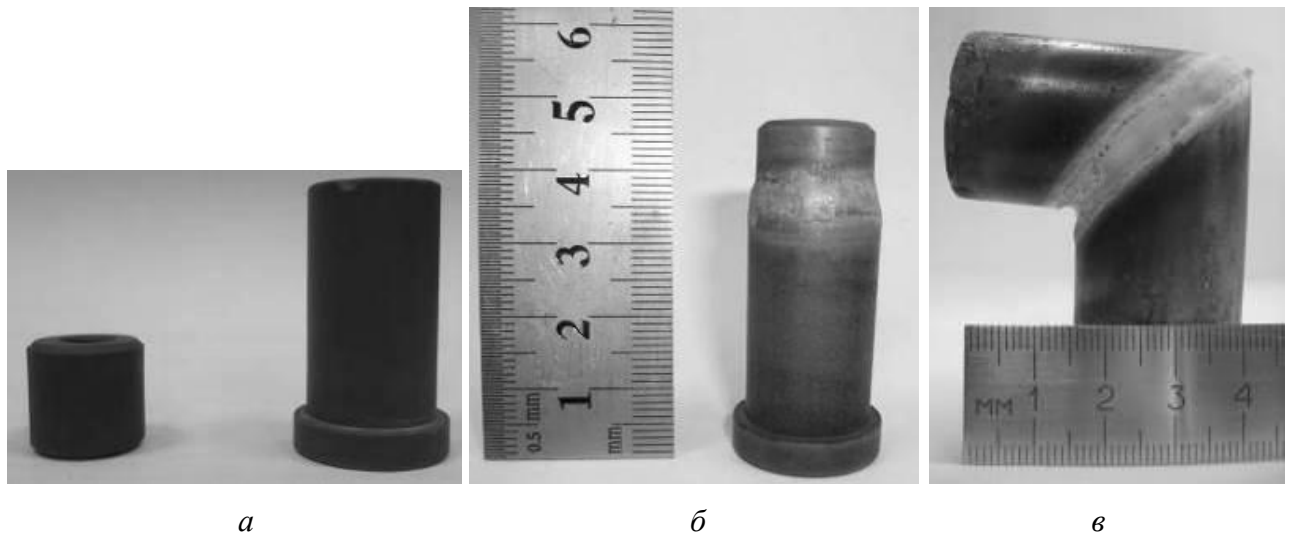
**Рисунок 1.22** - Зависимость глубины проплава (а) и отношения глубины проплава к диаметру (б) от времени [65]. Плотность мощности электронного пучка 2 кВт/см<sup>2</sup>. 1 – ВК94-1, 2 – ВК95-1



**Рисунок 1.23** – Зависимость глубины проплава от мощности пучка [65] (диаметр пучка 8 мм, время облучения 30 с), 1 – ВК94-1, 2 – ВК95-1

В работе [80] продемонстрирована возможность электронно-лучевой сварки керамических трубок и подробно описаны режимы сварки. Изображения сваренных образцов представлены на рис. 1.24. Механические испытания на излом показали, что средняя прочность

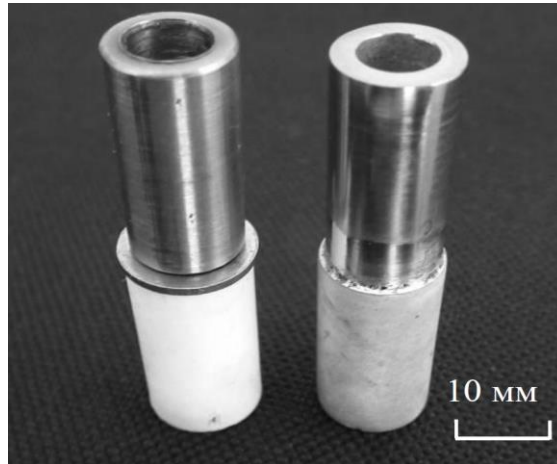
сваренных образцов из керамики ВК94-1 составила  $(66 \pm 5)$  МПа. Для исходных образцов прочность составляла  $(136 \pm 11)$  МПа. Разрушение испытуемых образцов происходило по границе между переплавленной областью и исходным материалом.



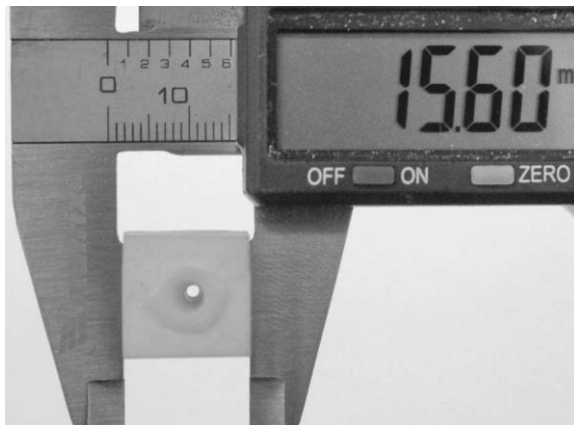
**Рисунок 1.24** – Результат электронно-лучевой сварки трубок из различных марок керамики электронным пучком, генерируемым форвакуумным источником [80]: 1 – исходные образцы; 2,3 – образцы после процесса сварки

Помимо сварки керамических деталей в настоящее время перспективным направлением является создание метало-керамических соединений. В производстве создание таких соединений производится в несколько этапов, ключевым из которых является металлизация диэлектрика [83]. Возможность соединения керамики с металлом при помощи электронного пучка методами сварки и пайки продемонстрирована в работе [84]. Фотография соединенных посредством пайки образцов представлена на рис. 1.25. Прочность на разрыв таких образцов составила 8-20 МПа, что на порядок меньше прочности исходной керамики. Однако данной прочности может оказаться достаточно для множества применений метало-керамических изделий.

Достигнутые к настоящему времени удельная мощность  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup> и диаметр 0,6 мм сфокусированного электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником, позволили использовать электронный пучок для испарения керамики в локальной области и создания таким способом отверстий в керамике [71]. Фотография образца с отверстием, прожженным электронным пучком, представлена на рис. 1.26.



**Рисунок 1.25** – Результат электронно-лучевой пайки керамики ВК94-1 с титаном ВТ-5 [84]. В качестве припоя использовался алюминий. Слева – исходные образцы, справа – образец после пайки



**Рисунок 1.26** – Образец алюмооксидной керамики с отверстием, прожженным электронным пучком [71] (ускоряющее напряжение 18 кВ, ток пучка 15 мА)

### 1.5 Выводы и постановка задач исследований

Форвакуумные плазменные источники электронов, функционирующие при давлениях от единиц до сотни паскалей, способны эффективно обрабатывать диэлектрики без применения специальных средств для нейтрализации накапливаемого отрицательного заряда на поверхности диэлектрика. Интерес к повышению качества электронно-лучевой прецизионной обработки диэлектриков и расширению областей применения форвакуумных источников стимулирует проведение исследований, направленных на дальнейшее повышение удельных параметров электронного пучка. До выполнения данного диссертационного исследования, максимальная плотность мощности сфокусированного электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником, составляла  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup> при минимальном диаметре 0,6 мм. Такие

параметры были достигнуты при переходе к использованию одиночного эмиссионного канала диаметром 0,75 мм и протяженностью 1 мм для отбора электронов из плазмы.

Процессы генерации и фокусировки электронных пучков при эмиссии из одиночного эмиссионного канала для плазменных источников, работающих при традиционных давлениях (менее 0,1 Па), к настоящему времени изучены достаточно полно. Однако, ввиду существенных особенностей форвакуумных плазменных источников электронов, связанных со значительным влиянием газа на процессы как генерации и ускорения электронного пучка, так и его фокусировки, существующие знания не могут быть перенесены в полном объеме на повышенную область давлений форвакуумного диапазона. Ввиду этого, для дальнейшего развития и применения форвакуумных плазменных источников электронов и необходимого для этого дальнейшего повышения удельных параметров пучка требуется проведение специальных исследований, направленных на дальнейшее изучение процессов эмиссии, ускорения и фокусировки сфокусированного электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником с одиночным эмиссионным каналом. Конечная цель исследований заключается в повышении плотности мощности электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником, по крайней мере на порядок величины до уровня плотности мощности традиционных плазменных источников электронов, функционирующих при более низких предельных давлениях.

Таким образом, задачи настоящей диссертации заключаются в:

- определении условий, обеспечивающих повышение плотности эмиссионной плазмы на оси разрядной системы с полым катодом в форвакуумном плазменном источнике электронов;
- исследовании влияния конфигурации эмиссионного электрода, ускоряющего электрода и магнитной фокусирующей системы на процессы генерации и магнитной фокусировки электронного пучка, генерируемого плазменным источником в форвакуумной области давлений;
- поиске методов и технических решений, обеспечивающих повышение плотности мощности электронного пучка, генерируемого плазменным источником в форвакуумной области давлений при магнитной фокусировке;
- демонстрации возможности применения сфокусированного электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником, для прецизионной обработки высокотемпературных диэлектриков.

## ГЛАВА 2 ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

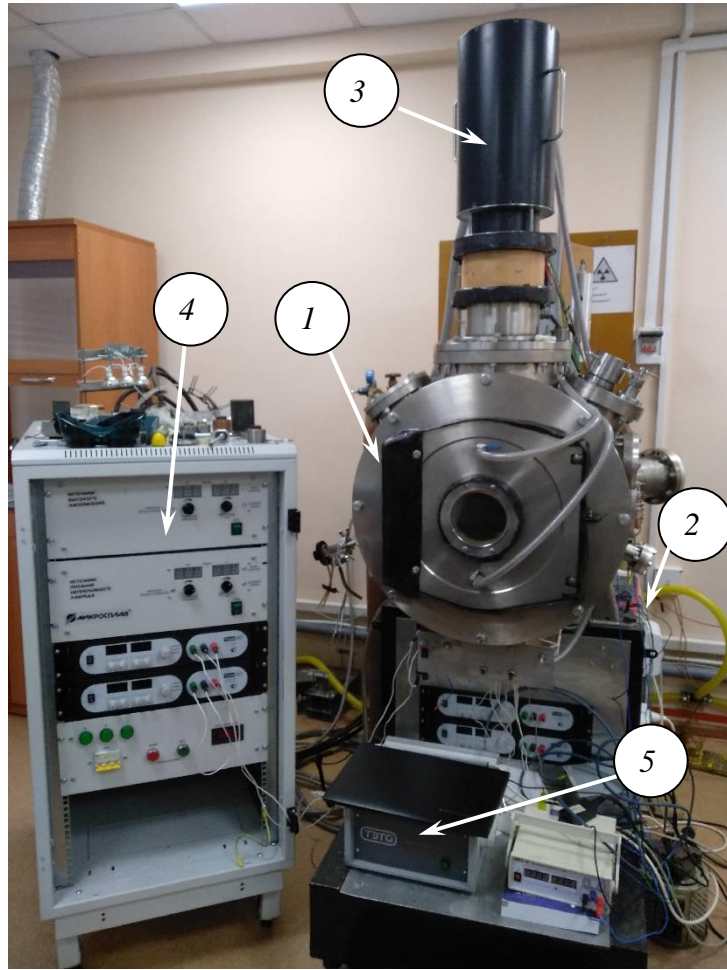
Исследования проводились на экспериментальной установке, внешний вид которой представлен на рис. 2.1. Экспериментальная установка включала следующие основные элементы:

- вакуумную камеру 1;
- одноступенчатую систему вакуумной откачки на основе механического насоса 2;
- форвакуумный плазменный источник электронов 3;
- энергокомплекс электропитания электронного источника 4,
- систему отклонения электронного пучка 5;
- диагностическое оборудование (зонды, пирометр, система перемещения и др.).

### 2.1. Вакуумная камера и система откачки

Вакуумная камера экспериментальной установки представляла собой цилиндрическую полость диаметром 500 мм и длиной 1000 мм, сваренную из нержавеющей стали толщиной 5 мм. Охлаждение элементов вакуумной камеры производилось водяной системой охлаждения в передней дверце камеры, а также специального водоохлаждаемого коллектора, вмонтированного в нижнюю часть камеры. Для снижения степени нагрева остальной части камеры внутри нее устанавливался цилиндрический термоэкран толщиной 2 мм, поглощающий преимущественную часть теплового излучения от нагреваемых во время электронно-лучевой обработки объектов. Для визуального контроля процесса электронно-лучевой обработки в переднюю дверцу вакуумной камеры было вмонтировано смотровое окно диаметром 100 мм, перекрытое оргстеклом толщиной 20 мм и свинцовым стеклом толщиной 20 мм для поглощения рентгеновского излучения. Вакуумная камера была оборудована устройством напуска рабочего газа, а также низковольтными вакуумными вводами, предназначенными для электрических измерений и управления вспомогательным оборудованием. Герметизация вакуумных соединений камеры производилась при помощи уплотнений из вакуумной резины. Для защиты персонала от рентгеновского излучения вакуумные соединения были снаружи закрыты свинцовыми пластинами.

Вакуумная камера предварительно откачивалась двухступенчатым механическим насосом ВОС Edwards производительностью 80 м<sup>3</sup>/ч до давления 1 Па, после чего напускался рабочий газ до необходимого давления (5-50 Па). В качестве рабочего газа использовался гелий. В ряде экспериментов использовался воздух. Измерение давления производилось при помощи термопарного вакуумметра ВИТ-2.



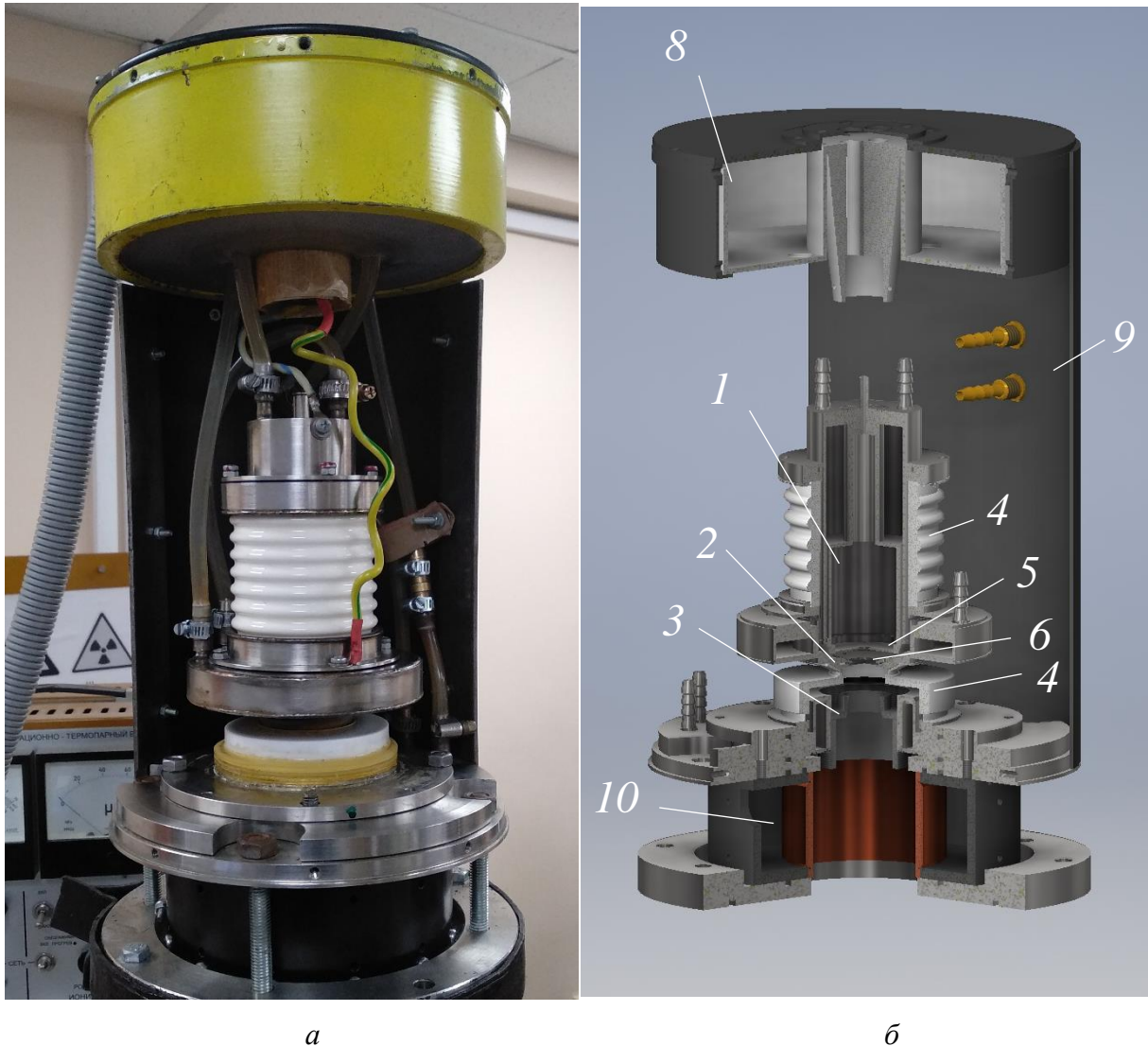
**Рисунок 2.1** – Внешний вид экспериментальной установки: 1 – вакуумная камера; 2 – механическая система откачки; 3 – форвакуумный плазменный источник электронов; 4 – высоковольтный источник электропитания форвакуумного источника; 5 – электронная система отклонения электронного пучка

## 2.2 Экспериментальный макет форвакуумного плазменного источника электронов

Генерация стационарного электронного пучка производилась форвакуумным плазменным источником электронов [15-19] на основе эмиссии электронов из плазмы тлеющего разряда с полым катодом. Внешний вид форвакуумного источника представлен на рис. 2.2. Схема форвакуумного источника с обозначением всех ключевых размеров представлена на рис. 2.3. Форвакуумный плазменный источник электронов представлял собой трехэлектродную электроразрядную систему: полый катод 1, плоский анод 2 и экстрактор 3. Electrodes of the source were electrically separated by metal-ceramic insulators 4, which also served as structural elements of the source. The hollow cathode and the flat anode formed the discharge system of the electron source. The hollow cathode was a cylinder with an internal diameter  $D_{hc}$  and length  $L_{hc}$ . Changing the diameter  $D_{hc}$  and



протяженности  $L_{hc}$  катодной полости в экспериментах производилось установкой специальных вставок, уменьшающих размеры полости.

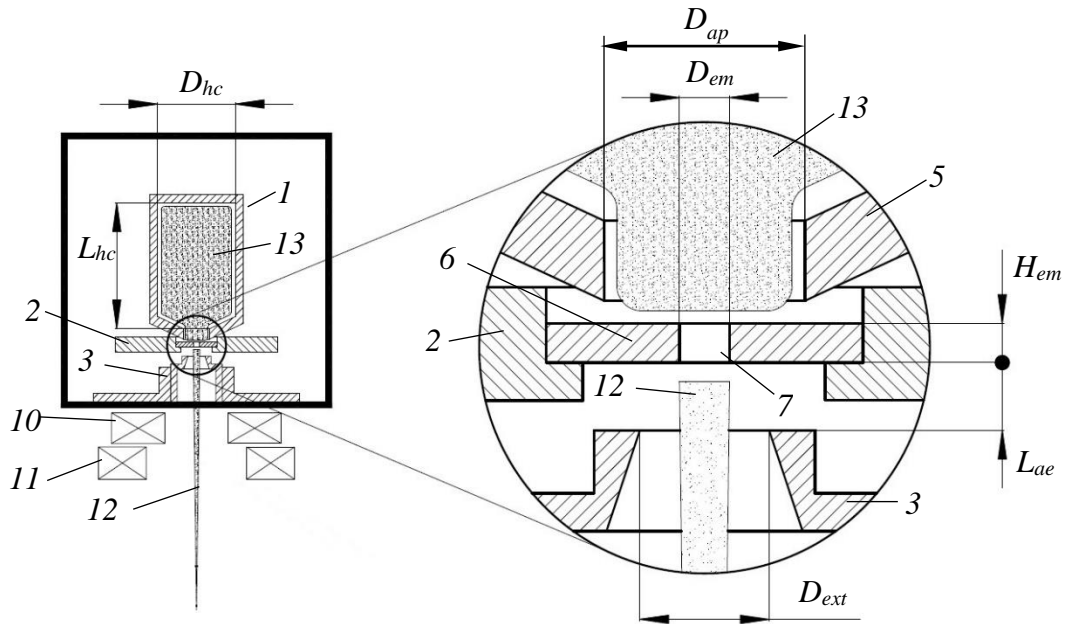


**Рисунок 2.2** – Внешний вид форвакуумного плазменного источника электронов (а) и его конструкция (б): 1 – полый катод; 2 – плоский анод; 3 – экстрактор; 4 – металлокерамические изоляторы; 5 – сменная вставка в катод; 6 – танталовый эмиссионный электрод; 8 – капролоновый цилиндр с водяным сопротивлением; 9 – стальной корпус; 10 – корпус магнитной линзы

Стенки катода были охвачены водяной рубашкой для обеспечения водяного охлаждения. В более широкой части полого катода имелось отверстие с резьбой для вкручивания сменной вставки 5, позволяющей изменять диаметр выходной апертуры катодной полости  $D_{ap}$ . Анод был выполнен в виде диска с эмиссионным окном диаметром 15 мм в центре и также имел рубашку водяного охлаждения. Эмиссионное окно в аноде перекрывалось пластиной (эмиссионным электродом) из нержавеющей стали 6. Для извлечения электронов из плазмы в эмиссионном



электроде был выполнен одиночный эмиссионный канал 7 диаметром  $D_{em}$  и протяженностью  $H_{em}$ . Экстрактор 3 был изготовлен из нержавеющей стали и имел форму усеченного конуса с отверстием диаметром  $D_{ext}$  для прохождения пучка, а также резьбой на внешней цилиндрической части, что обеспечивало возможность перемещать его вдоль оси системы и тем самым регулировать протяженность ускоряющего промежутка  $L_{ae}$ . Экстрактор находился под потенциалом земли, а отрицательный полюс источника высокого напряжения был подключен к аноду.



**Рисунок 2.3** – Схема форвакуумного плазменного источника электронов: 1 – полый катод; 2 – плоский анод; 3 – экстрактор; 5 – сменная вставка в катод; 6 – танталовый эмиссионный электрод; 7 – эмиссионный канал; 10 – одиночная магнитная линза; 11 – отклоняющая магнитная система; 12 – электронный пучок; 13 – газоразрядная плазма

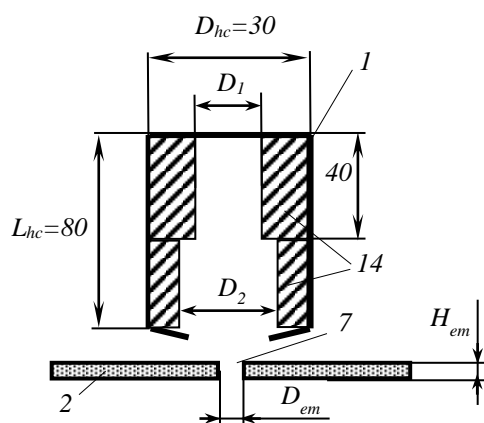
Охлаждение анода и полого катода осуществлялось проточной водой. Скорость прокачки воды через систему охлаждения источника позволяла поддерживать температуру электродов не более  $30^{\circ}\text{C}$ . Поскольку охлаждаемые электроды – анод и катод – находятся под высоким потенциалом относительно «земли», то в конструкции электронного источника была предусмотрена установка изолирующего водяного сопротивления. Конструктивно водяное сопротивление представляло собой силиконовую трубку с внутренним диаметром 6 мм и длиной 6 м. Трубка располагалась в капролоновом цилиндре 8 в виде спирали. Витки спирали имели дополнительные диэлектрические прокладки. Электронный источник и система водяного охлаждения располагались в стальном корпусе 9 толщиной 2 мм, достаточной для защиты

персонала от тормозного рентгеновского излучения. Доступ к электродам источника осуществлялся через съемный сегмент корпуса.

Сформированный источником электронный пучок фокусировался одиночной магнитной линзой 10, являющейся конструктивным узлом электронного источника. Отклонение электронного пучка от исходного положения производилось при помощи отклоняющей магнитной системы 11, представляющей из себя тороидальный ферритовый сердечник с двумя парами катушек.

Форвакуумный плазменный источник электронов функционирует в изобарическом газовом режиме, поскольку в условиях повышенного давления форвакуумного диапазона не удастся создать заметного перепада давлений между областями генерации плазмы и формирования электронного пучка.

При исследовании процессов функционирования форвакуумного плазменного источника с неоднородной катодной полостью использовались две вставки в катодной полости из нержавеющей стали, как показано на рис. 2.4, позволяющие изменять диаметры верхней ( $D_1$ ) и нижней частей полости ( $D_2$ ) в отдельности.

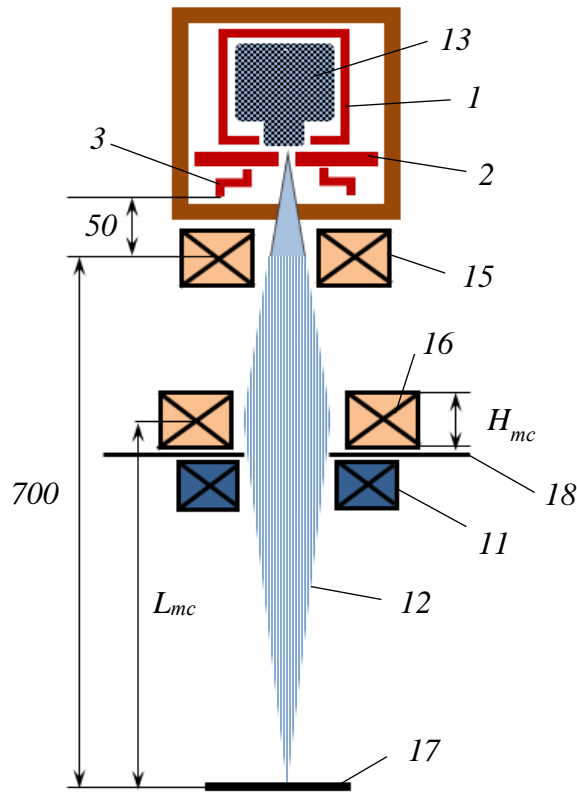


**Рисунок 2.4** – Схема разрядно-эмиссионной системы с неоднородной катодной полостью: 1 – полый катод; 2 – плоский анод; 7 – эмиссионный канал; 14 – вставки

В ряде экспериментов для фокусировки электронного пучка использовалась двойная фокусирующая система. Конфигурация магнитных катушек при этом представлена на рис. 2.5.

Основная катушка 16 обеспечивала положение кроссовера в плоскости коллектора 17, тогда как дополнительная катушка 7 стабилизировала расходимость электронного пучка. В экспериментах по оптимизации магнитной фокусирующей системы изменялись расстояние  $L_{mc}$  от основной магнитной катушки до коллектора, в качестве основной катушки использовались катушки различной высоты  $H_{mc}$ . В ряде экспериментов основная катушка использовалась без магнитной брони. При этом положение дополнительной катушки оставалось неизменным. Удаленность этой катушки от экстрактора и коллектора составляла 50 мм и 700 мм

соответственно (рис. 2.5). Индукция магнитного поля регулировалась током в катушках, и в центре основной и дополнительной катушек на оси системы ее максимальная величина достигала 13 мТ и 18 мТ соответственно.



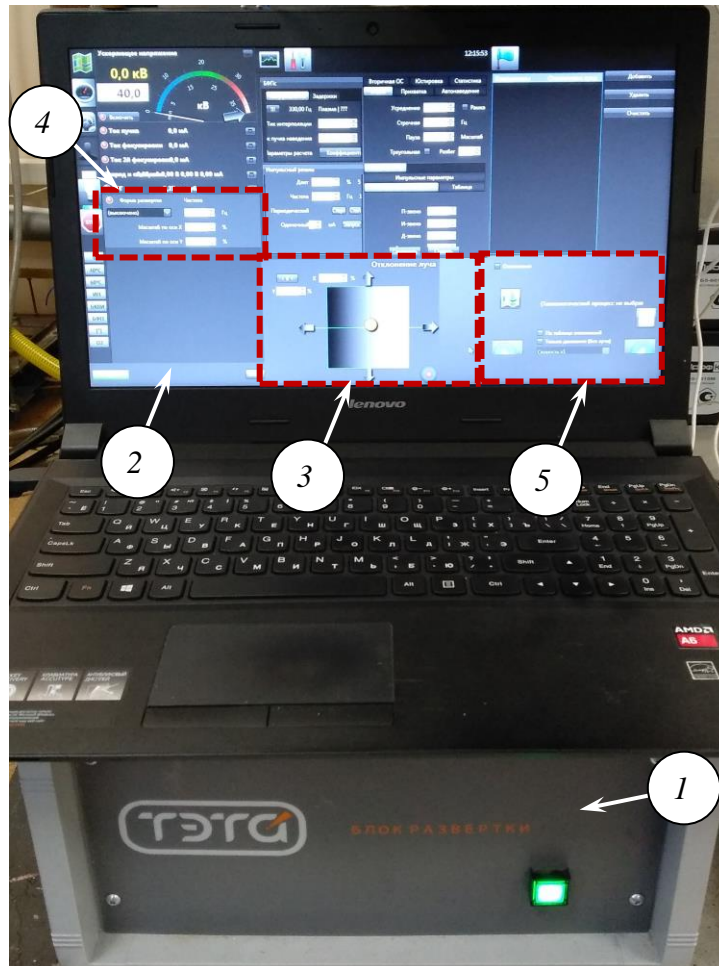
**Рисунок 2.5** – Схема форвакуумного источника электронов с двойной фокусирующей системой: 1 – полый катод; 2 – плоский анод; 3 – экстрактор; 11 – отклоняющая магнитная система; 12 – электронный пучок; 13 – газоразрядная плазма; 15 – дополнительная фокусирующая катушка; 16 – основная фокусирующая катушка; 17 – плоскость коллектора; 18 – магнитный экран

### 2.3 Энергокомплекс электропитания электронного источника и система отклонения электронного пучка

Электропитание плазменного электронного источника обеспечивалось энергокомплексом электронного источника (поз 4 рис. 2.1). Энергокомплекс разработан специально для форвакуумных плазменных источников электронов ООО «Микросплав», г. Томск [71]. Энергокомплекс включает с себя блок постоянного напряжения для разряда (0 - 1500 В, 0 - 2,4 А), высоковольтный блок ускоряющего напряжения (0-30 кВ, 0,2 А) и систему регулирования параметров электронного пучка. Зажигание тлеющего разряда производилось при одновременной подаче на электроды разрядной ячейки электронного источника максимального постоянного напряжения 1,5 кВ и напряжения 2 - 5 кВ на ускоряющий

промежуток источника. Для стабильного инициирования разряда кратковременно повышалось давление в вакуумной камере. Ток разряда  $I_d$  регулировался в пределах от 0,01 до 2,4 А при напряжении горения разряда 300-1000 В. В промежутке анод 2 – экстрактор 3 при подаче соответствующего напряжения производилось ускорение электронов и первичное формирование пучка. Ускоряющее напряжение  $U_a$  изменялось от 0,5 до 30 кВ.

Управление токовым сигналом, протекающим через катушки отклоняющей системы (рис. 2.3 позиция 11), осуществлялось при помощи блока развертки электронной системой формирования и отклонения электронного пучка, спроектированного и изготовленного в ООО «НПК ТЭТа» [72] для установок электронно-лучевой сварки. Внешний вид блока развертки и интерфейса программы, предназначенной для управления режимами отклонения электронного пучка посредством персонального компьютера, представлены на рис. 2.6.



**Рисунок 2.6** – Блок развертки электронного пучка (1) и интерфейс программы для управления блоком развертки (2): 3 – область отклонения электронного пучка; 4 – область управления режимом развертки электронного пучка; 5 – область управления выполнением маршрутных карт

Представленный блок развертки позволял управлять положением электронного пучка в трех режимах:

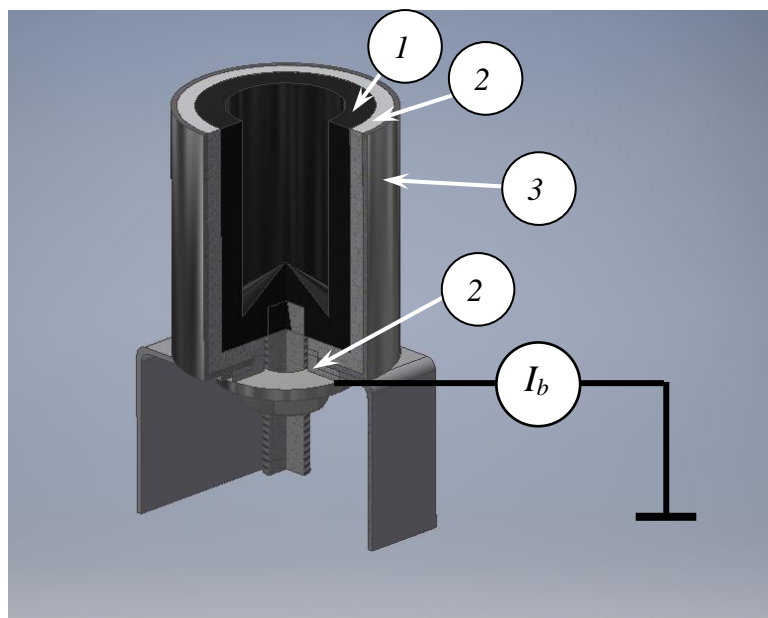
- отклонение электронного пучка (изменение положения пучка производится либо указанием конкретных координат в поля ввода, либо перемещением пучка по направлениям «влево-вправо» и «вперед-назад» при помощи указателей; позиция 3 на рис. 2.6);

- перемещение электронного пучка по программе развертки с заданной частотой и размерами амплитуды отклонения (всего заложено 12 программ развертки: эллипс, горизонтальная, вертикальная, 8-ка горизонтальная, 8-ка вертикальная, спираль к центру, спираль от центра, растр, концентрические окружности, рамка, треугольник, синус; позиция 4 на рис. 2.6);

- перемещение электронного пучка по технологическим картам (позиция 5 на рис. 2.6). Технологические карты представляют собой набор координат точек, по которым происходит последовательное перемещение электронного пучка с заданной скоростью.

## 2.4 Диагностика электронного пучка и плазмы

Ток сфокусированного электронного пучка  $I_b$  измерялся при помощи цилиндра Фарадея, конструкция которого представлена на рис. 2.7.

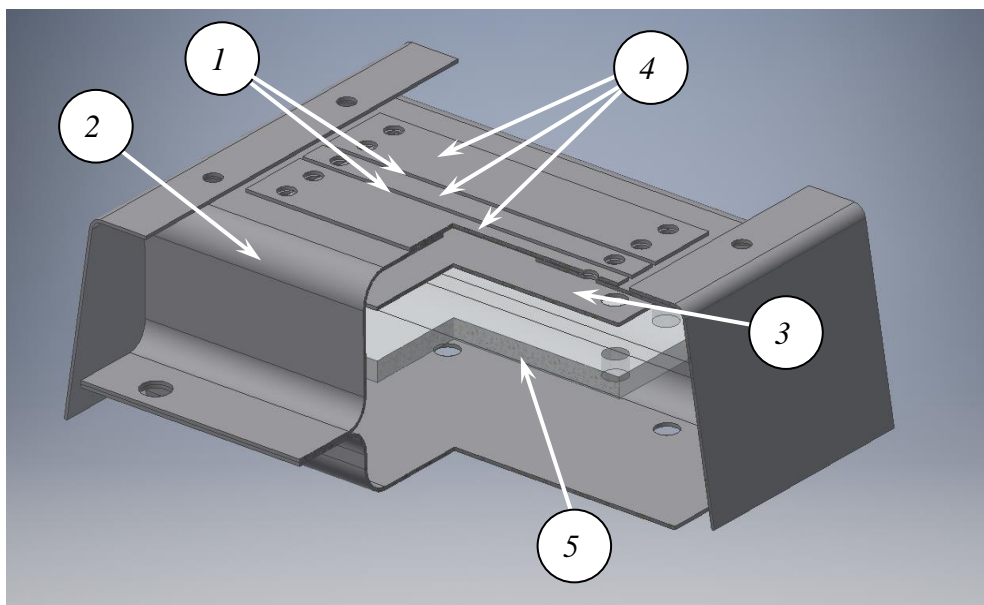


**Рисунок 2.7** – Схема измерения тока электронного пучка: 1 – токоприемная часть цилиндра; 2 – керамический диэлектрик; 3 – заземленный экран

Ввиду высокой удельной мощности сфокусированного электронного пучка токоприемная часть 1 была выполнена из графита, и при измерении тока пучка диаметр пучка

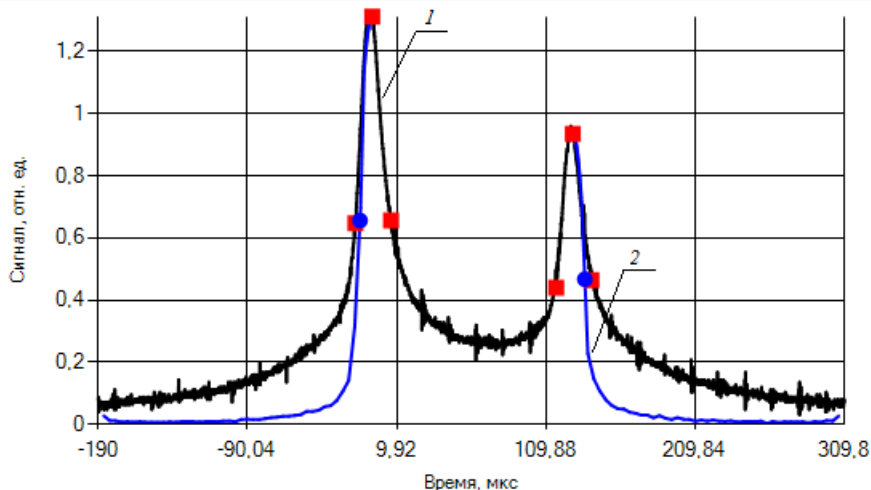
путем уменьшения тока магнитной линзы увеличивался до 1 см. Внешняя часть цилиндра была изолирована диэлектриком 2 и внешним заземленным цилиндрическим экраном 3. Измерение тока пучка производилось при помощи подключенного к цилиндру цифрового амперметра, абсолютная приборная погрешность которого составляла 0,1 мА. Второй конец амперметра подключался к земле, так как подача положительного смещения на цилиндр Фарадея, традиционно используемая при измерении токов при низких давлениях, приводит к появлению тока медленных электронов из пучковой плазмы, образуемой при распространении электронного пучка в форвакуумной области давлений. Ввиду этого для удержания вторичных электронов дно цилиндрической полости выполнено в виде конуса, благодаря чему выбитые электронным пучком вторичные электроны имеют начальную скорость, преимущественно направленную на стенки цилиндра Фарадея.

При измерении поперечных размеров непрерывного сфокусированного электронного пучка диаметром менее 3 мм за основу взят метод «отклонения» [73]. Данный метод основан на непрерывном перемещении сфокусированного электронного луча и последовательном пересечении им двух токоприемных элементов, представляющих собой две тонкие проволоки диаметром 0,1 мм. Применение такого способа в форвакуумной области давлений не представляется возможным ввиду того, что при рабочих давлениях 3-30 Па в области распространения электронного пучка образуется пучковая плазма, размеры которой за счет ее теплового расширения превышают размеры электронного пучка. При пересечении электронным пучком измерительной проволоки плазменные электроны также попадают на проволоку и вносят искажения в измерительный сигнал. Ввиду этого устройство измерения диаметра электронного пучка (рис. 2.8), используемое в настоящих экспериментах, представляло собой заземленную пластину 1 с двумя протяженными узкими щелями шириной 0,1 мм, расстояние между которыми 5 мм. Пластина с измерительными щелями является верхней частью заземленного металлического короба 2, внутри которого расположен изолированный токоприемный коллектор 3, сигнал с которого регистрировался при помощи осциллографа. Из-за малой ширины щелей пучковая плазма не способна проникнуть на размещенный под пластиной с измерительными щелями коллектор, ввиду чего принимаемый токовый сигнал полностью отображает распределение плотности тока пучка. Для того, чтобы устройство выдерживало большие мощности электронного пучка, пластина устроена многокомпонентной: измерительные щели выполнены в танталовой фольге толщиной 0,1 мм при помощи лазерной резки; крепление танталовой фольги к пластине производится при помощи защитных накладок из нержавеющей стали 4 таким образом, что открытой для попадания электронного пучка является лишь небольшая область танталовой фольги со щелями.



**Рисунок 2.8** – Конструкция устройства измерения диаметра электронного пучка: 1 – пара измерительных щелей; 2 – заземленный корпус устройства измерения; 3 – токоприемный коллектор; 4 – защитные накладки из нержавеющей стали; 5 – изолятор

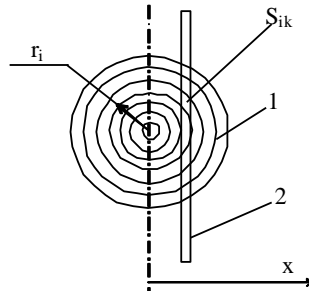
Характерный токовый сигнал, принимаемый осциллографом, имеет вид, представленный на рис. 2.9 (кривая 1).



**Рисунок 2.9** – Зондовый сигнал с осциллографа (1) и рассчитанное на его основе радиальное распределение плотности тока пучка (2)

Ввиду того, что диаметр пучка оценивается по радиальному распределению плотности тока пучка, пересчет полученного зондового распределения  $j(x)$  в радиальное распределение плотности тока пучка  $j(r)$  производился следующим образом. Расстояние между вершинами двух пиков задает масштаб, по которому производилось построение кривой зависимости плотности тока зонда от координаты, отсчитываемой от центра пучка, где координата  $x$

рассчитывалась как  $x = L \cdot t / T$ , где  $L$  – расстояние между щелями,  $t$  – время,  $T$  – время на осциллограмме между максимумами. По аналогии с [25] расчет производился по схеме, продемонстрированной на рис. 2.10.



**Рисунок 2.10** – Схема вычисления радиального распределения плотности тока пучка: 1 – сечение пучка, 2 – измерительная щель

Электронный пучок представлялся состоящим из трубок, в каждой из которых плотность тока  $j(r)$  одинакова. Сечение пучка имеет вид совокупности таких концентрических колец 1. Ток электронов, проходящий через щель 2 в положении, заданном координатой  $x_i$ , может быть представлен как сумма произведений площади части каждого кольца  $S_{ik}$ , попадающей в щель, на плотность тока данного кольца  $j_k$ :

$$I(x_i) = \sum_k S_{ik} j_k \quad (2.1)$$

Восстановление распределения  $j(r)$  производится с периферии пучка, когда в щель попадает только крайнее кольцо, благодаря чему плотность тока пучка рассчитывается напрямую как ток зонда, деленный на площадь кольца, попадающую на щель. В следующий момент на щель попадает соседнее кольцо, плотность тока в котором легко рассчитывается по известной плотности тока во внешнем кольце. Далее при помощи созданной программы (Приложение 1) расчет производится по такому же алгоритму и для других колец.

Типовое радиальное распределение плотности тока пучка  $j(r)$ , полученное на основе зондового сигнала, представлено на рис. 2.9 (кривая 2). Диаметр пучка  $d_b$  считается шириной данного распределения на полувысоте.

Плотность эмиссионного тока  $j_e$  оценивалась как отношение тока пучка к площади сечения эмиссионного канала:

$$j_e = \frac{4 \cdot I_b}{\pi \cdot D_{em}^2} \quad (2.2)$$

Плотность тока пучка  $j_b$  в кроссовере определялась как отношение тока пучка к площади поперечного сечения пучка в кроссовере:



$$j_b = \frac{4 \cdot I_b}{\pi \cdot d_b^2}. \quad (2.3)$$

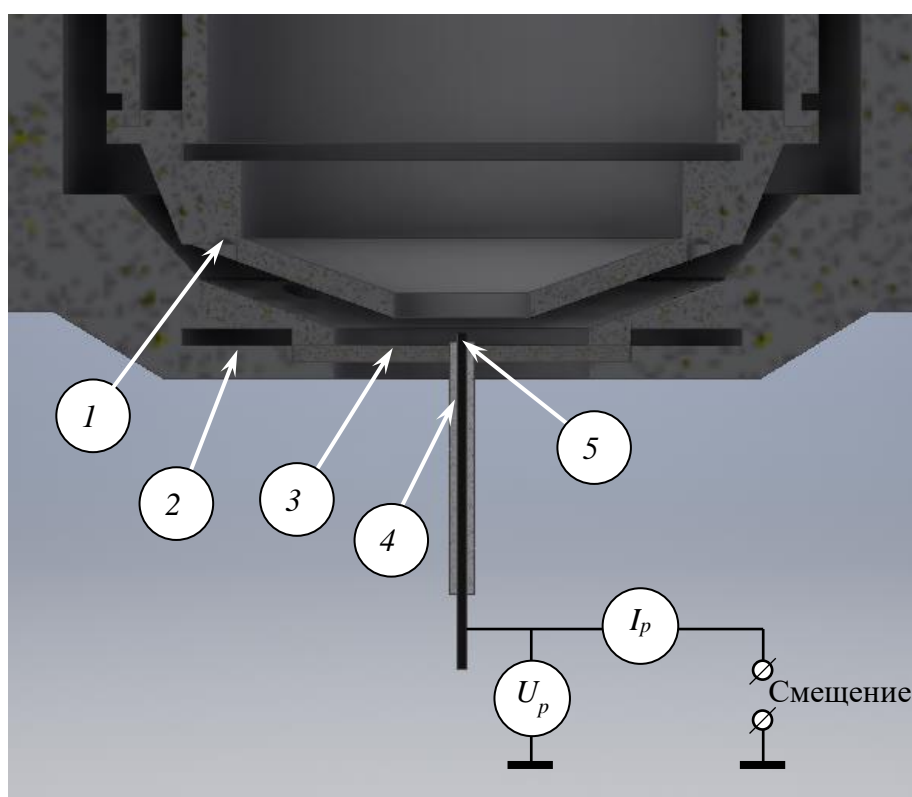
Плотность мощности пучка  $q$  в кроссовере оценивалась по формуле:

$$q = \frac{4 \cdot U_a \cdot I_b}{\pi \cdot d_b^2}. \quad (2.4)$$

За эффективность извлечения  $\eta$  принималось отношение тока пучка к току разряда:

$$\eta = \frac{I_b}{I_d}. \quad (2.5)$$

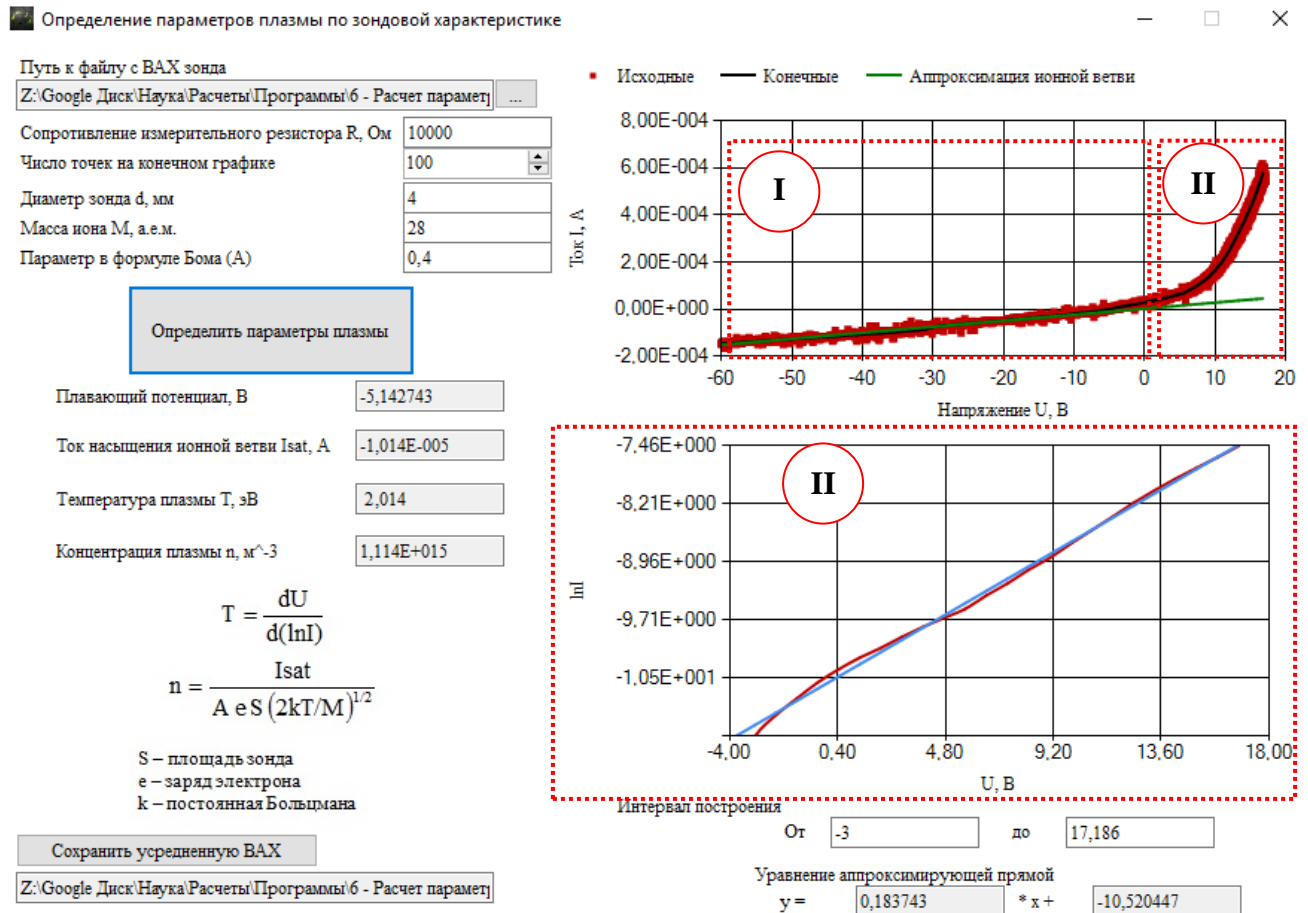
Измерение параметров плазмы на оси полого катода (рис. 2.11 позиция 1) производилось при помощи одиночного Ленгмюровского зонда.



**Рисунок 2.11** – Схема измерения параметров плазмы в катодной полости: 1 – катод; 2 – анод; 3 – эмиссионный электрод с одиночным центральным отверстием; 4 – керамическая трубка; 5 – одиночный Ленгмюровский зонд

Зонд монтировался в полый анод 2 при помощи специальной танталовой пластины 3, перекрывающей эмиссионное окно в аноде. Зонд представлял собой заключенную в керамический изолятор 4 металлическую проволоку 5 диаметром 0,6 мм, токоприемная часть которой выступает из изолятора на 1 мм. Измерения концентрации плазмы и температуры электронов производились зондовым методом, описанным в работах [74-75]. Электрическое смещение на зонд подавалось при помощи генератора пилообразного напряжения. Напряжение

$U_p$  и ток зонда  $I_p$  измерялись при помощи специального цифрового устройства, данные с которого передавались на компьютер. Обработка зондового сигнала производилась разработанной программой для ЭВМ «Определение параметров плазмы по зондовой характеристике» (Приложение 2), которая осуществляла сглаживание зондового сигнала, а также расчет температуры  $T_e$  и концентрации плазмы  $n$ . Интерфейс программы представлен на рис. 2.12.



**Рисунок 2.12** – Интерфейс программы «Определение параметров плазмы по зондовой характеристике»: I – ионная ветвь насыщения; II – электронная ветвь

В предположении, что скорости, а следовательно, и энергии электронов в плазме подчиняются максвелловскому распределению, температура электронов  $T_e$  определялась по углу наклона прямой, полученной аппроксимацией зависимости  $\ln I_p(U_p)$  электронной ветви (II на рис. 2.12) зондовой характеристики «методом наименьших квадратов»:

$$T_e = \frac{dU_p}{d \ln j_p} (\text{эВ}), \quad (2.6)$$

где  $I_p$  - ток, регистрируемый на зонде,  $U_p$  - напряжение, подаваемое на зонд.

Ионный ток насыщения  $I_i$  согласно методике [75] определялся по месту пересечения прямой ионной ветви (I на рис. 2.12 с осью ординат). Исходя из величины площади поверхности зонда  $S_p$ , величины ионного тока насыщения на зонд  $I_i$  и температуры электронов в плазме  $T_e$  концентрация плазмы  $n$  оценивалась по известному соотношению [74-75]:

$$n = \frac{I_i}{0.4 \cdot e \cdot \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \cdot S_p}, \quad (2.7)$$

где  $M_i$  - масса ионов.

Приборные погрешности прямых измерений не превышают следующих значений: для ускоряющего напряжения –  $\sigma(U_a) = 0,1$  кВ; для тока разряда –  $\sigma(I_d) = 0,01$  А; для давления рабочего газа –  $\sigma(p) = 0,5$  Па; для тока пучка -  $\sigma(I_b) = 0,5$  мА; для размеров катодной полости, эмиссионного канала, протяженности ускоряющего промежутка -  $\sigma(x) = 0,1$  мм; для положения катушек двойной фокусирующей системы -  $\sigma(x) = 5$  мм. Каждое значение параметра пучка и эмиссионной плазмы, представленное в диссертационной работе, представляет собой среднее значение от 20 измерений. Среднеквадратичная погрешность параметров пучка и плазмы составляет: для диаметра электронного пучка -  $\sigma(d_b) = 0,05$  мм; для концентрации плазмы на оси катодной полости -  $\sigma(n) = 10^{17}$  м<sup>-3</sup>; для температуры электронной компоненты плазмы -  $\sigma(T_e) = 1$  эВ. Относительная погрешность параметров электронного пучка (плотность тока эмиссии  $j_e$ , плотность тока пучка в кроссовере  $j_b$ , плотность мощности электронного пучка  $q$ ), полученных косвенным измерением, не превышает 10%.

## 2.5 Выводы

Для проведения исследований создана экспериментальная вакуумная установка, обеспечивающая возможность решения сформулированных задач настоящей диссертационной работы. Ключевым элементом установки является экспериментальный макет форвакуумного плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом. Конструктивное выполнение электронного источника позволяет осуществлять оптимизацию геометрии электродов разрядной ячейки и системы формирования и ускорения электронного пучка. Разработан и создан комплекс измерительного оборудования и осуществлена настройка экспериментального оборудования и отработка методики измерений.

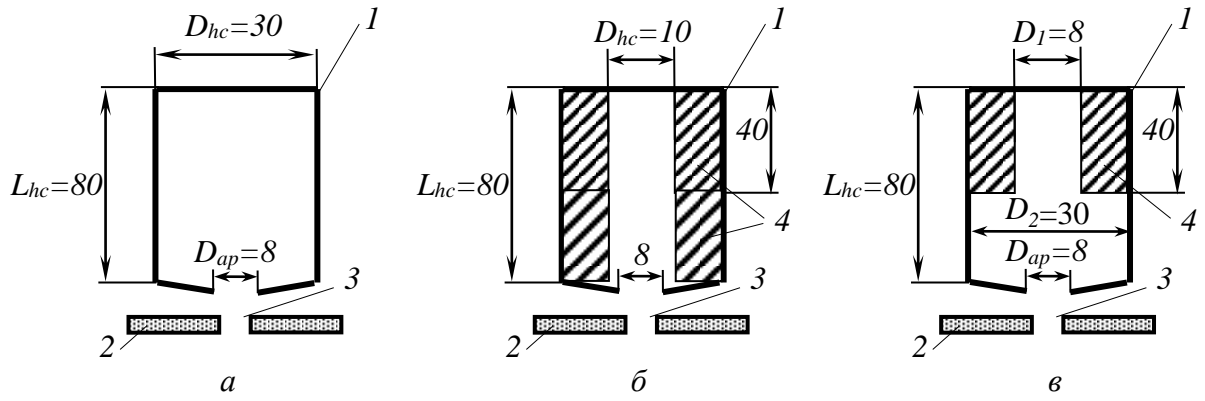
### ГЛАВА 3 ЭМИССИЯ И ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ФОРВАКУУМНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ

Настоящая глава посвящена изучению в форвакуумном плазменном источнике электронов на основе разряда с полым катодом особенностей эмиссии электронов из плазмы, формирования и фокусировки электронных пучков с высокой плотностью мощности. Исследования проведены для двух различных случаев отбора электронов из плазмы: через одиночный эмиссионный канал и перфорированный эмиссионный электрод.

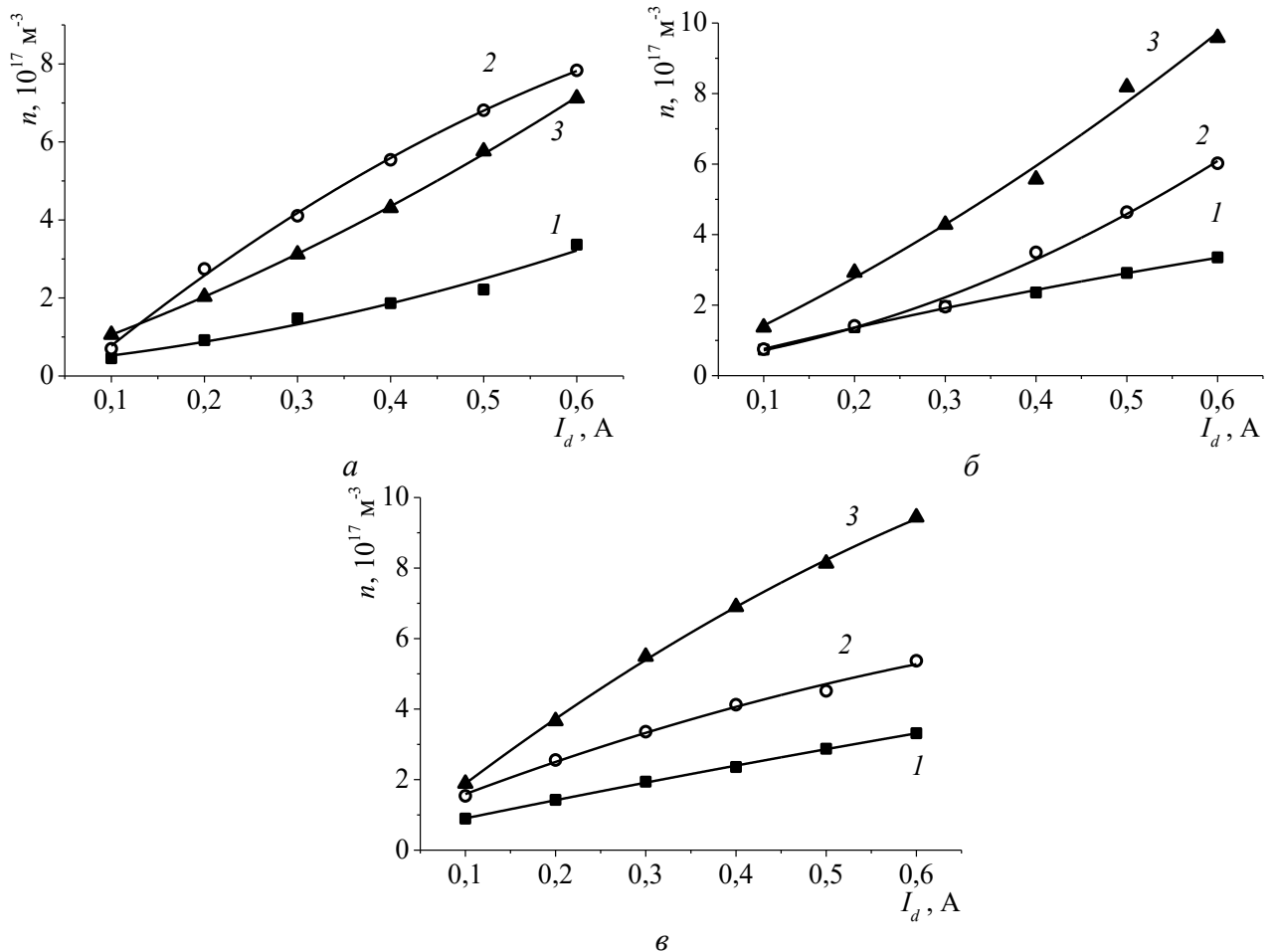
#### 3.1. Влияние геометрии катодной полости на эмиссионные свойства плазмы в форвакуумном источнике электронов

Как было показано в разделе 1.1, в плазменных источниках электронов на основе разряда с полым катодом повышение концентрации плазмы на оси катода в разрядном промежутке и соответствующее повышение плотности эмиссионного тока может быть реализовано «сжатием» положительного столба разряда выходной апертурой катодной полости, а также оптимизацией геометрии полости [30, 43, 45]. Именно такой подход был реализован для повышения плотности тока электронного пучка в форвакуумном плазменном источнике с отбором электронов через одиночный эмиссионный канал. Обратим внимание еще раз на тот факт, что в области повышенных давлений форвакуумного диапазона создание перепада давлений газа между разрядным и ускоряющим промежутками затруднено. Поэтому в отличие от традиционных плазменных источников электронов форвакуумные плазменные источники функционируют в изобарическом режиме.

Измерения параметров плазмы вблизи эмиссионного канала на оси катодной полости производились для трех различных геометрий полости, представленных на рис. 3.1. Результаты измерений концентрации плазмы представлены на рис. 3.2. Данные результаты (рис. 3.2) свидетельствуют о том, что и для исследуемого диапазона давлений (30-50 Па) сужение катодной полости (кривые 2 и 3) также приводит к значительному повышению концентрации на оси катодной полости по сравнению с исходной геометрией катодной полости (кривые 1). Как показали измерения, температура электронов плазмы слабо зависит от геометрии катода и давления газа и в среднем составляет величину порядка  $T_e = 2$  эВ. Повышение давления рабочего газа  $p$  в данном случае приводит лишь к небольшому росту абсолютных значений концентрации плазмы.



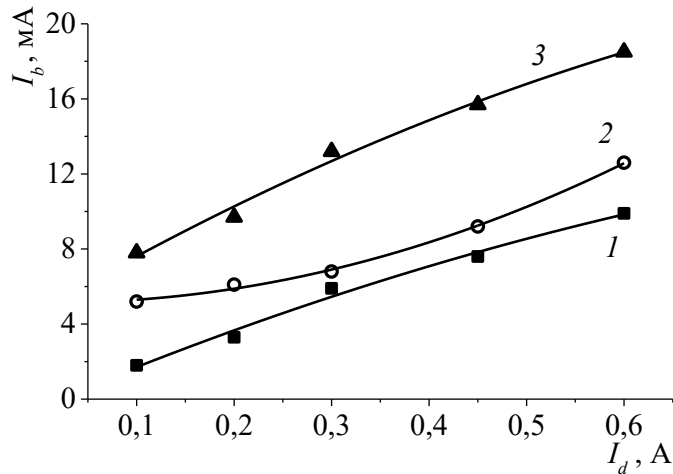
**Рисунок 3.1** – Геометрии катодной полости, используемые в экспериментах: *a* – исходная геометрия катода; *б* – геометрия с узкой катодной полостью; *в* – неоднородная полость при наличии сужающей вставки в верхней половине катодной полости; 1 – катод; 2 – эмиссионный электрод; 3 – эмиссионный канал; 4 – сужающие вставки



**Рисунок 3.2** – Зависимости концентрации плазмы  $n$  на оси на оси катодной полости от тока разряда  $I_d$  для различных давлений  $P$  рабочего газа и геометрий катодной полости: *a* –  $p = 30$  Па; *б* –  $p = 40$  Па; *в* –  $p = 50$  Па; 1 – исходная геометрия  $D_{hc} = 30$  мм и  $L_{hc} = 80$  мм; 2 – узкая катодная полость  $D_{hc} = 10$  мм и  $L_{hc} = 80$  мм; 3 – неоднородная катодная полость  $L_{hc} = 80$  мм,  $D_1 = 8$  мм и  $D_2 = 30$  мм

Однако при давлениях рабочего газа  $p = 40$  и  $50$  Па наибольшую концентрацию плазмы обеспечивает неоднородная геометрия полости с узкой верхней частью (кривые 3 на рис. 3.2 б и в). Для давления  $p = 30$  Па значения концентрации для узкой однородной катодной полости (кривая 2 на рис. 3.2 а) превышают соответствующие значения для неоднородной полости (кривая 2 на рис. 3.2 а) не более чем на 10 %.

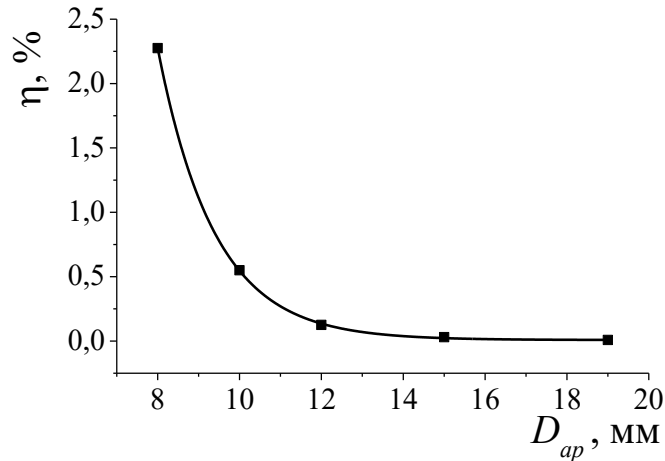
Результаты измерений тока пучка  $I_b$  для различных геометрий катодной полости представлены на рис. 3.3. Как видно, полученные зависимости тока пучка коррелируют с результатами измерений концентрации плазмы, представленными на рис. 3.2. Так, сужение катодной полости с  $D_{hc} = 30$  мм до  $D_{hc} = 10$  мм (кривая 2) приводит к росту абсолютных значений тока на 20 % по сравнению с исходной геометрией (кривая 1). Использование же катодной полости с узкой верхней частью позволяет повысить ток пучка более чем в два раза (кривая 3). Данная тенденция сохраняется и при других давлениях рабочего газа, увеличение давления приводит лишь к повышению абсолютных значений тока пучка. Ввиду практически полной корреляции измеренных значений тока пучка со значениями концентрации плазмы вблизи эмиссионного канала дальнейшее изменение концентрации плазмы на оси катода, а следовательно, и эмиссионной способности плазмы при извлечении электронов из одиночного эмиссионного канала в зависимости от размеров катодной полости отслеживалось по эффективности извлечения электронов  $\eta$  (отношению тока пучка к току разряда).



**Рисунок 3.3** – Зависимости тока пучка  $I_b$  от тока разряда  $I_d$  для различных геометрий катодной полости (давление рабочего газа  $p = 30$  Па, ускоряющее напряжение  $U_a = 18$  кВ, размеры эмиссионного канала  $D_{em} = 0,75$  мм и  $H_{em} = 1$  мм): 1 – исходная геометрия  $D_{hc} = 30$  мм и  $L_{hc} = 80$  мм; 2 – узкая катодная полость  $D_{hc} = 10$  мм и  $L_{hc} = 80$  мм; 3 – неоднородная катодная полость  $L_{hc} = 80$  мм,  $D_1 = 8$  мм и  $D_2 = 30$  мм

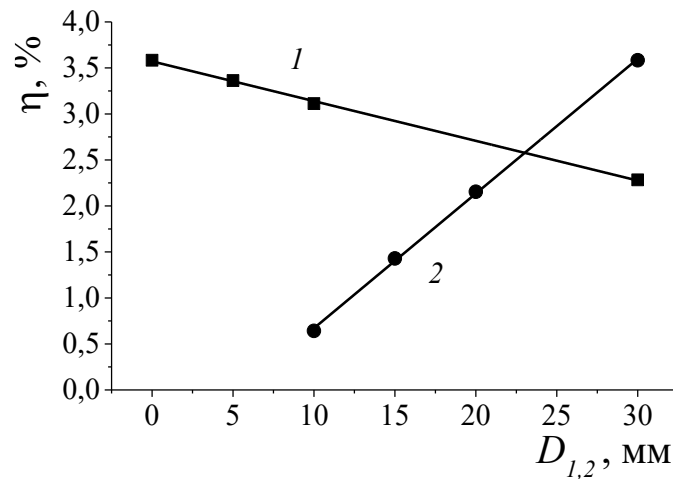
Эксперименты подтвердили тот факт, что наибольшая эмиссионная способность плазмы обеспечивается при сжатии положительного столба разряда выходной апертурой катодной

полости. Так, для одиночного эмиссионного канала диаметром 0,75 мм и длиной 1 мм эффективность извлечения электронов при минимальном диаметре выходной апертуры полого катода  $D_{ap} = 8$  мм, при которой еще обеспечивается стабильное функционирование тлеющего разряда, составляет 2,3 % (рис. 3.4). Увеличение диаметра катодной апертуры в 1,5 раза приводило к уменьшению эффективности извлечения электронов приблизительно на порядок величины.

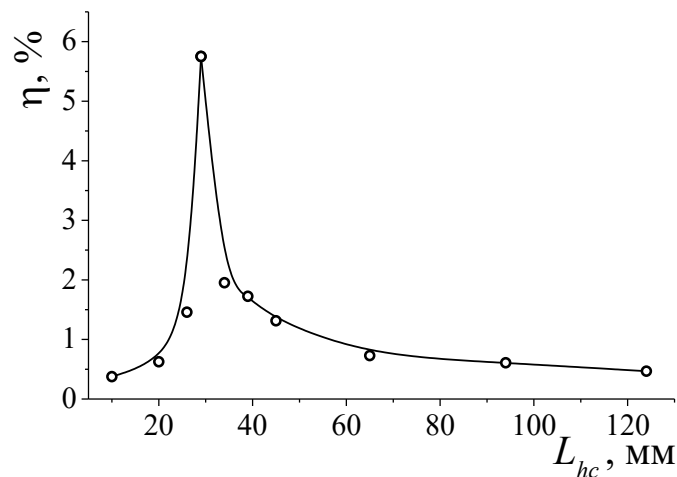


**Рисунок 3.4** – Зависимость эффективности извлечения электронов  $\eta$  от диаметра выходной апертуры катодной полости  $D_{ap}$  (давление рабочего газа  $p = 30$  Па, ускоряющее напряжение  $U_a = 20$  кВ, размеры эмиссионного канала  $D_{em} = 0,75$  мм и  $H_{em} = 1$  мм, неоднородная катодная полость  $L_{hc} = 80$  мм,  $D_1 = 8$  мм и  $D_2 = 30$  мм)

Для более подробного изучения влияния геометрии неоднородной катодной полости на эмиссионные параметры были получены зависимости величины  $\eta$  от диаметров верхней  $D_1$  и нижней частей  $D_2$  катодной полости (рис. 3.5). Полученные результаты свидетельствуют о линейной зависимости  $\eta$  от  $D_1$  (рис. 3.5 кр. 1). Причем величина  $\eta$  линейно растет вплоть до  $D_1 = 0$ , то есть до полного перекрытия верхней половины катодной полости (рис. 3.5 кр. 1). Уменьшение  $D_2$  приводит к снижению  $\eta$ . Из представленных на рис. 3.5 результатов можно сделать вывод о том, что при эмиссии из одиночного эмиссионного канала форвакуумного источника наиболее эффективное извлечение электронов из плазмы достигается при цилиндрической форме катодной полости и определенном соотношении диаметра полости  $D_{hc}$  к ее протяженности  $L_{hc}$ . Так, при диаметре полости  $D_{hc} = 45$  мм максимальная эффективность извлечения электронов  $\eta$  обеспечивается при протяженности полости  $L_{hc} = 30$  мм (рис. 3.6). Изменение  $L_{hc}$  как в меньшую, так и в большую стороны от оптимального значения приводит к резкому уменьшению  $\eta$  (рис. 3.6).



**Рисунок 3.5** – Зависимость эффективности извлечения электронов  $\eta$  от диаметров верхней ( $D_1$ ) и нижней ( $D_2$ ) частей катодной полости (давление рабочего газа  $p = 30$  Па, ускоряющее напряжение  $U_a = 20$  кВ, размеры эмиссионного канала  $D_{em} = 1$  мм и  $H_{em} = 1$  мм):  
 $1 - \eta = f(D_1), D_2 = 30$  мм;  $2 - \eta = f(D_2), D_1 = 0$

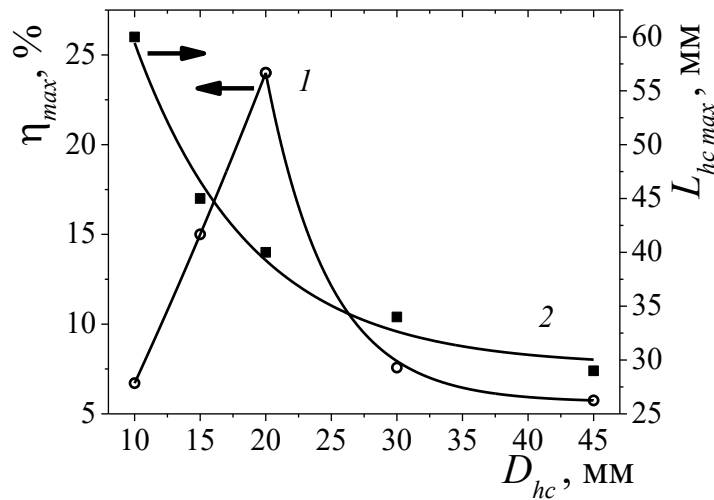


**Рисунок 3.6** – Зависимость эффективности извлечения электронов  $\eta$  от протяженности катодной полости  $L_{hc}$  (диаметр катодной полости  $D_{hc} = 45$  мм) (давление рабочего газа  $p = 30$  Па, ускоряющее напряжение  $U_a = 20$  кВ, размеры эмиссионного канала  $D_{em} = 1$  мм и  $H_{em} = 1$  мм)

Для каждого диаметра катодной полости вид зависимости, представленной на рис. 3.6, сохраняется. При этом протяженность катодной полости  $L_{hc\ max}$ , на которую приходится максимальное значение эффективности извлечения электронов, уменьшается по мере увеличения диаметра катодной полости  $D_{hc}$  (рис. 3.7 кр. 2). При этом максимальная эффективность извлечения электронов  $\eta_{max}$  немонотонно зависит от диаметра катодной полости  $D_{hc}$  (рис. 3.7 кр. 2). Как видно из рис. 3.7 кр. 2, благодаря оптимизации геометрии катодной полости эффективность извлечения повышается с единиц процентов при использовании



исходной геометрии катодной полости ( $D_{hc} = 30$  мм и  $L_{hc} = 80$  мм) до  $\eta_{max} = 24$  % при  $D_{hc} = 20$  мм и  $L_{hc} = 40$  мм.

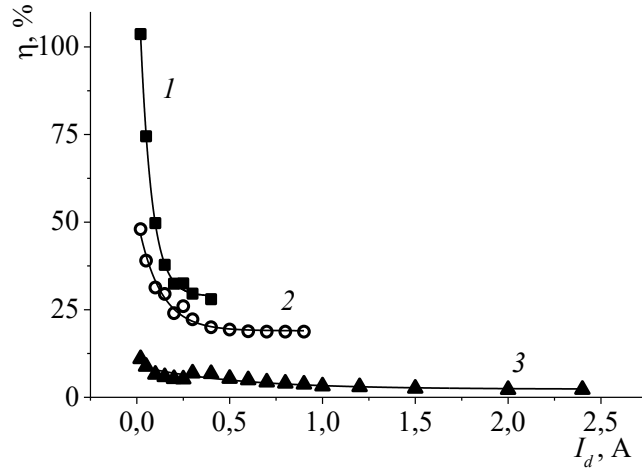


**Рисунок 3.7** – Зависимости максимальной эффективности извлечения электронов  $\eta_{max}$  и протяженности катодной полости  $L_{hc\ max}$ , при которой обеспечивается  $\eta_{max}$ , от диаметра катодной полости  $D_{hc}$  (давление рабочего газа  $p = 30$  Па, ускоряющее напряжение  $U_a = 20$  кВ, размеры эмиссионного канала  $D_{em} = 1$  мм и  $H_{em} = 1$  мм): 1 -  $\eta_{max} = f(D_{hc})$ ; 2 -  $L_{hc\ max} = f(D_{hc})$

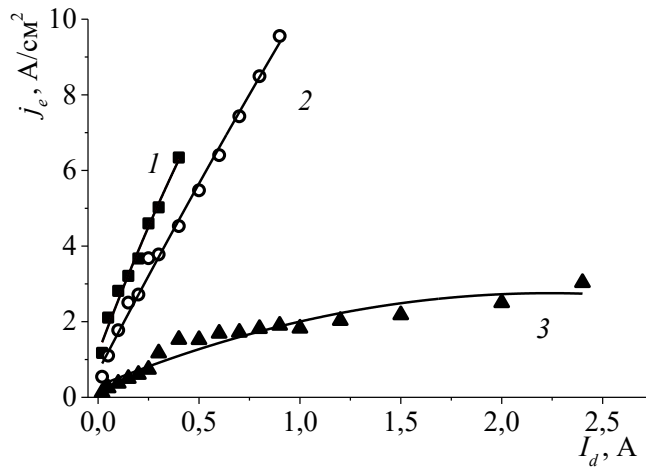
При изменении диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$  оптимальные размеры катодной полости, обеспечивающие максимальную эффективность извлечения электронов, также изменяются. Так, для диаметра эмиссионного канала  $D_{em} = 1,5$  мм с увеличением протяженности катодной полости  $L_{hc}$  с 40 до 50 мм эффективность извлечения электронов  $\eta$  возрастает и при минимальном токе разряда достигает 100% (Рис. 3.8 кривая 1). Зависимости  $\eta(I_d)$  для двух других геометрий катодной полости, при которых обеспечивается меньшая  $\eta$ , представлены на кривых 2 и 3. Ток разряда при этом ограничен: для кривой 3 – источником электропитания; для кривых 1 и 2 – пробоем ускоряющего промежутка. Характер данных зависимостей  $\eta(I_d)$  сохраняется для всех геометрий катодной полости, изменение геометрии приводит только к изменению абсолютных значений  $\eta$ .

Зависимости плотности эмиссионного тока  $j_e$  от тока разряда  $I_d$  для этих же геометрий катодной полости представлены на рис. 3.9. Видно, что плотность эмиссионного тока монотонно растет при увеличении тока разряда вплоть до пробоя ускоряющего промежутка для кривых 1 и 2. Также можно заметить, что наибольшая крутизна кривой  $j_e(I_d)$  обеспечивается для геометрии  $D_{hc} = 20$  мм,  $L_{hc} = 50$  мм с максимальной эффективностью извлечения электронов (кривые 1 на рис. 3.8, 3.9). Однако при  $D_{hc} = 20$  мм,  $L_{hc} = 40$  мм, несмотря на меньшую крутизну, плотность эмиссионного тока ограничена пробоем ускоряющего промежутка в

меньшей степени и достигает значения  $j_e = 10 \text{ А/см}^2$ , являющегося рекордным в настоящий момент для форвакуумных источников электронов.



**Рисунок 3.8** – Зависимость эффективности извлечения электронов  $\eta$  от тока разряда  $I_d$  для различных значений диаметра  $D_{hc}$  и протяженности  $H_{hc}$  полого катода при диаметре эмиссионного канала  $D_{em} = 1,5 \text{ мм}$  (давление рабочего газа  $p = 30 \text{ Па}$ , ускоряющее напряжение  $U_a = 20 \text{ кВ}$ ): 1 –  $D_{hc} = 20 \text{ мм}$ ,  $L_{hc} = 50 \text{ мм}$ ; 2 –  $D_{hc} = 20 \text{ мм}$ ,  $L_{hc} = 40 \text{ мм}$ ; 3 –  $D_{hc} = 45 \text{ мм}$ ,  $L_{hc} = 120 \text{ мм}$



**Рисунок 3.9** – Зависимость плотности эмиссионного тока  $j_e$  от тока разряда  $I_d$  для различных значений диаметра  $D_{hc}$  и протяженности  $H_{hc}$  полого катода при диаметре эмиссионного канала  $D_{em} = 1,5 \text{ мм}$  (давление рабочего газа  $p = 30 \text{ Па}$ , ускоряющее напряжение  $U_a = 20 \text{ кВ}$ ): 1 –  $D_{hc} = 20 \text{ мм}$ ,  $L_{hc} = 50 \text{ мм}$ ; 2 –  $D_{hc} = 20 \text{ мм}$ ,  $L_{hc} = 40 \text{ мм}$ ; 3 –  $D_{hc} = 45 \text{ мм}$ ,  $L_{hc} = 120 \text{ мм}$

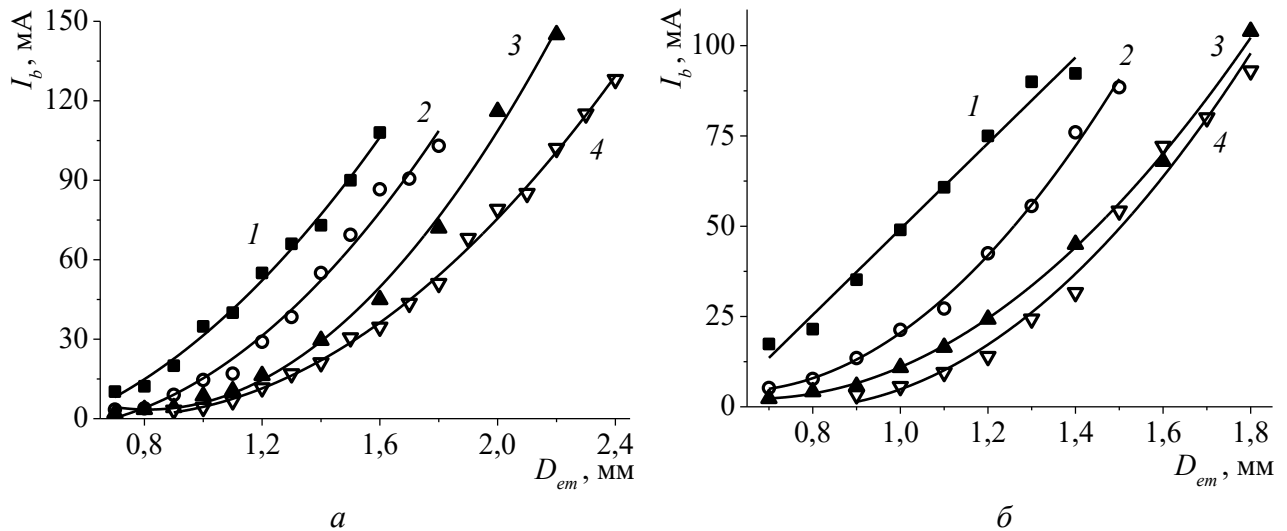
Результаты исследований, представленные в этом разделе, опубликованы в [85, 86].

### 3.2 Формирование электронного пучка при отборе электронов из плазмы через одиночный эмиссионный канал

В разделе 1.3 было показано, что проведенные ранее исследования особенностей формирования в форвакуумной области давлений электронного пучка при отборе электронов из плазмы через одиночный эмиссионного канала были посвящены решению задачи повышения полного эмиссионного тока, и, соответственно, эффективности извлечения электронов [68]. Поскольку качество процессов электронно-лучевой модификации материалов, в том числе и высокотемпературных диэлектриков, определяется плотностью мощности электронного пучка, то дальнейшее развитие этих исследований осуществлялось с целью увеличения плотности тока электронного пучка при минимальном диаметре пучка, обуславливающих достижение максимальной плотности мощности.

#### 3.2.1 Влияние геометрии эмиссионного канала

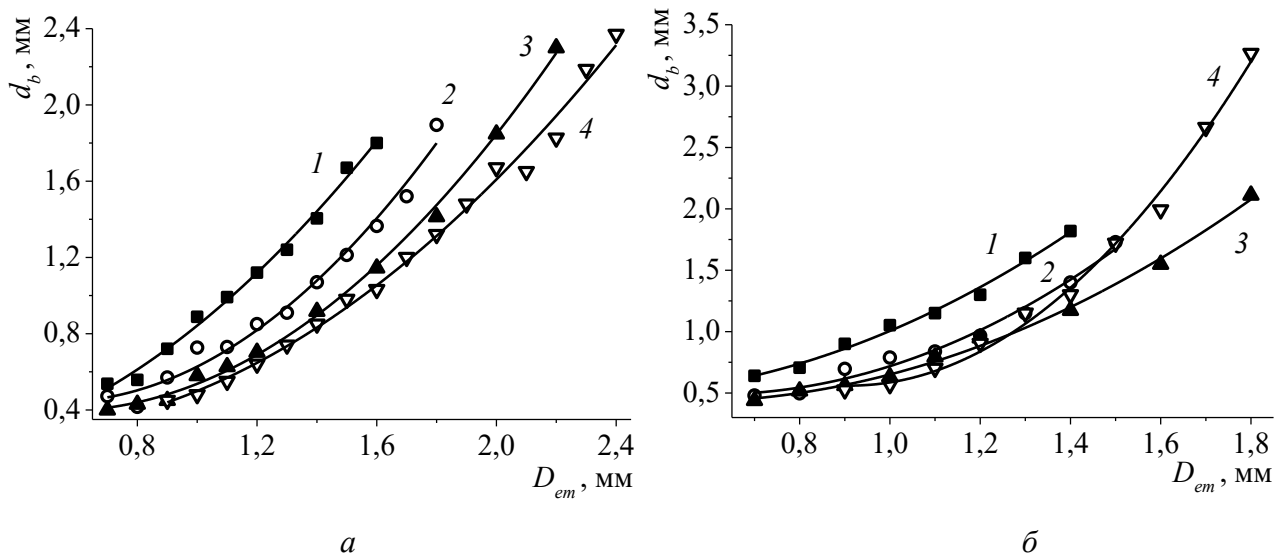
Экспериментальные зависимости тока электронного пучка  $I_b$  и диаметра пучка  $d_b$  от диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$  представлены на рисунках 3.10 и 3.11 соответственно.



**Рисунок 3.10** – Зависимости тока электронного пучка  $I_b$  от диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$  для различных протяженностей эмиссионного канала  $H_{em}$  и давлений рабочего газа  $P$  (ускоряющее напряжение  $U_a = 20$  кВ, ток разряда  $I_d = 1,5$  А):  $a - p = 10$  Па;  $b - p = 30$  Па;  $1 - H_{em} = 1$  мм;  $2 - H_{em} = 2$  мм;  $3 - H_{em} = 3$  мм;  $4 - H_{em} = 4$  мм

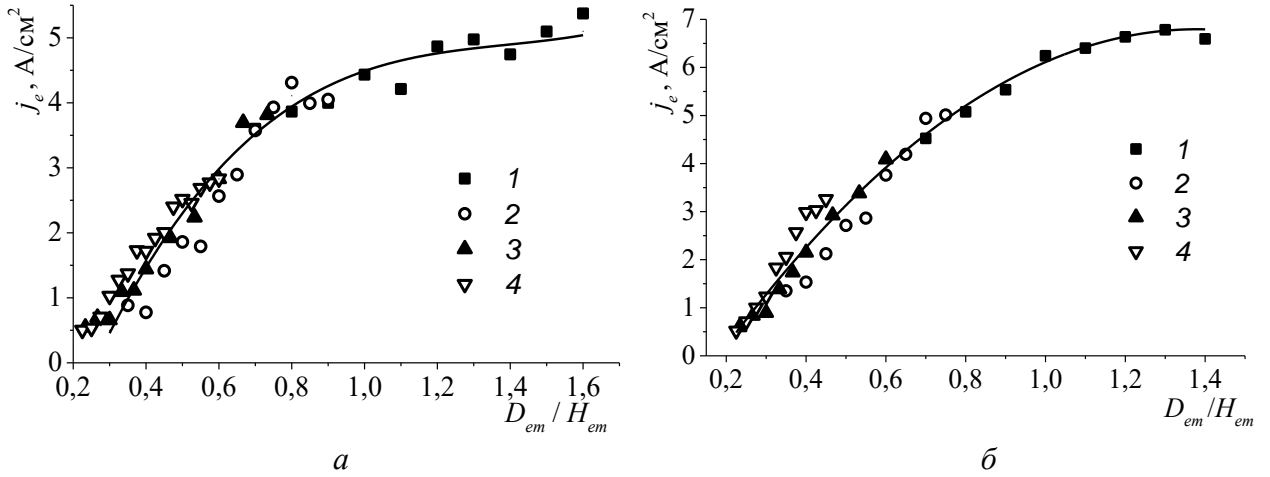
Зависимости имеют растущий вид, причем крутизна кривых повышается при больших значениях диаметра канала. Увеличение протяженности эмиссионного канала  $H_{em}$  приводит к смещению кривых зависимостей  $I_b(D_{em})$  и  $d_b(D_{em})$  в сторону бóльших значений  $D_{em}$ . При

увеличении давления характер представленных зависимостей не меняется. Повышение давления приводит к увеличению крутизны кривых как для тока пучка, так и диаметра, ввиду чего при одинаковых значениях диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$  ток пучка и диаметр имеют бóльшие значения. При давлении  $p = 30$  Па характер зависимости  $d_b(D_{em})$  для  $H_{em} = 4$  мм несколько меняется (рис. 3.11 кривая 4). На начальном участке зависимости диаметр электронного пучка  $d_b$  меньше значений, полученных для прочих протяженностей эмиссионного канала (рис. 3.11 кривые 1-3). Однако при  $D_{em} > 1,2$  мм диаметр пучка начинает возрастать в значительно большей степени по сравнению с кривыми 1-3. Данное изменение крутизны зависимости  $d_b(D_{em})$  по сравнению с другими значениями  $H_{em}$  проявляется только при большем давлении рабочего газа  $p = 30$  Па.



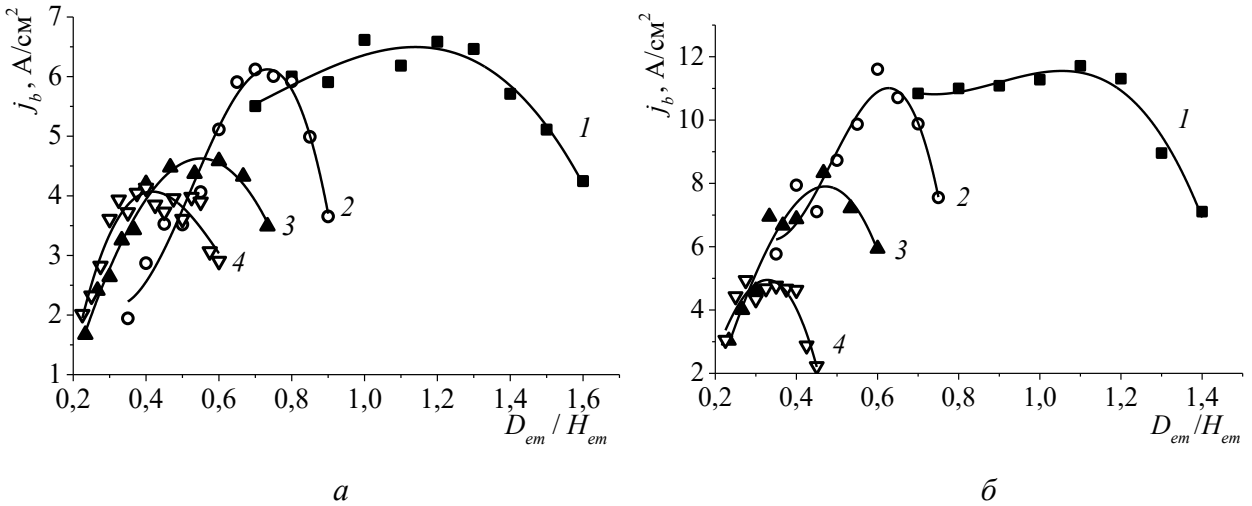
**Рисунок 3.11** – Зависимости диаметра электронного пучка  $d_b$  от диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$  для различных протяженностей эмиссионного канала  $H_{em}$  и давлений рабочего газа  $p$  (ускоряющее напряжение  $U_a = 20$  кВ, ток разряда  $I_d = 1,5$  А):  $a - p = 10$  Па;  $b - p = 30$  Па; 1 –  $H_{em} = 1$  мм; 2 –  $H_{em} = 2$  мм; 3 –  $H_{em} = 3$  мм; 4 –  $H_{em} = 4$  мм

На рис. 3.12 представлены зависимости плотности эмиссионного тока  $j_e$  от отношения размеров эмиссионного канала  $D_{em} / H_{em}$ . Величина  $j_e$  рассчитывалась на основании измеренных значений полного тока и диаметра электронного пучка по формуле (2.2). Тот факт, что плотность тока эмиссии определяется отношением  $D_{em} / H_{em}$ , согласуется с расчетной зависимостью эффективности извлечения от отношения диаметра канала к его длине, представленной в [94]. Видно, что плотность эмиссионного тока  $j_e$  монотонно возрастает при увеличении отношения  $D_{em} / H_{em}$ . Повышение давления с  $p = 10$  Па до  $p = 30$  Па приводит к росту абсолютных значений эмиссионного тока приблизительно на 20 %.



**Рисунок 3.12** – Зависимости плотности эмиссионного тока  $j_e$  от отношения размеров эмиссионного канала  $D_{em} / H_{em}$  для различных протяженностей эмиссионного канала  $H_{em}$  и давлений рабочего газа  $p$  (ускоряющее напряжение  $U_a = 20$  кВ, ток разряда  $I_d = 1,5$  А):  $a - p = 10$  Па;  $b - p = 30$  Па;  $1 - H_{em} = 1$  мм;  $2 - H_{em} = 2$  мм;  $3 - H_{em} = 3$  мм;  $4 - H_{em} = 4$  мм

Если плотность тока эмиссии электронов из плазмы  $j_e$  всегда увеличивается по мере увеличения отношения  $D_{em} / H_{em}$  (рис. 3.12), то плотность тока сфокусированного пучка на коллекторе  $j_b$  немонотонно зависит от  $D_{em} / H_{em}$  (рис. 3.13).



**Рисунок 3.13** – Зависимости тока пучка на коллекторе  $j_b$  от отношения размеров эмиссионного канала  $D_{em} / H_{em}$  для различных протяженностей эмиссионного канала  $H_{em}$  и давлений рабочего газа  $p$  (ускоряющее напряжение  $U_a = 20$  кВ, ток разряда  $I_d = 1,5$  А):  $a - p = 10$  Па;  $b - p = 30$  Па;  $1 - H_{em} = 1$  мм;  $2 - H_{em} = 2$  мм;  $3 - H_{em} = 3$  мм;  $4 - H_{em} = 4$  мм

Величина  $j_b$ , оценивалась исходя из измеренных значений тока пучка  $I_b$  и его диаметра  $d_b$  по формуле (2.3). Как видно из представленных на рис. 3.13 данных,  $j_b$  растет только на

начальном участке зависимости  $j_b(D_{em}/H_{em})$ . При дальнейшем увеличении  $(D_{em}/H_{em})$  на зависимости  $j_b(D_{em}/H_{em})$  появляется спадающий участок.

Наличие максимума на зависимости  $j_b(D_{em}/H_{em})$  при постоянном росте или насыщении  $j_e$  однозначно свидетельствует об изменении условий фокусировки электронного пучка. Повышение плотности эмиссионного тока  $j_e$  по мере увеличения отношения размеров эмиссионного канала  $D_{em}/H_{em}$ , наблюдаемое на рис. 3.12, может быть объяснено на основе общих представлений о процессах эмиссии электронов из плазмы [18, 19]. Так как эмиссионная плазма имеет положительный потенциал  $\varphi_p$  относительно анода, она отделена от стенок анода, в том числе и от внутренних стенок эмиссионного канала, слоем положительного пространственного заряда. Протяженность ионного слоя  $l_i$  зависит от потенциала  $\varphi_p$  и концентрации  $n$  плазмы.

$$l_i = 2\varepsilon_0^{1/2} (\varphi_p - \varphi_a)^{3/4} / (en_0)^{1/2}, \quad (3.1)$$

где  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\varphi_a$  – потенциал анода.

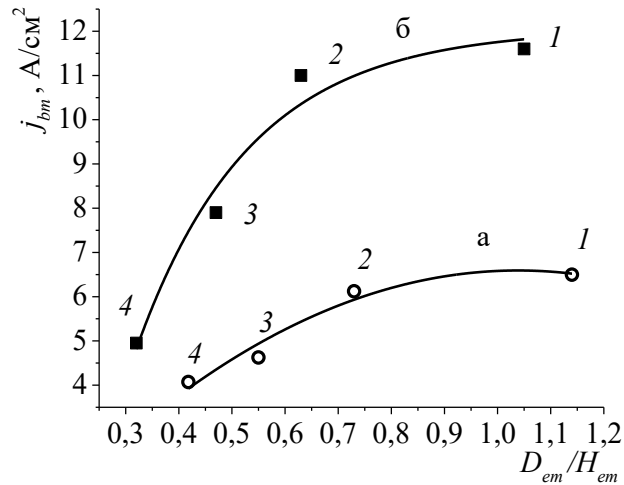
При малом диаметре  $D_{em}$  ( $D_{em} < 2l_i$ ) и, соответственно, малых значениях  $D_{em}/H_{em}$  ионный слой полностью перекрывает эмиссионный канал, и эмиссия электронов из плазмы осуществляется через потенциальный барьер. При увеличении  $D_{em}$  и  $D_{em}/H_{em}$  плазма начинает проникать в эмиссионный канал. Увеличение отношения  $D_{em}/H_{em}$  приводит к снижению потерь электронов плазмы на стенки канала [20], и, вследствие этого, к повышению тока эмиссии электронов. При достижении определенных условий электроны из плазмы эмитируются с открытой плазменной границы, положение которой стабилизируется полем ускоряющего промежутка. Достижение максимальной плотности эмиссионного тока реализуется при формировании установившейся эмиссионной границы плазмы на нижнем торце эмиссионного канала. Дальнейшее повышение  $D_{em}/H_{em}$  слабо влияет на  $j_e$  (рис. 3.12), поскольку эмиссия электронов происходит с открытой плазменной поверхности, при которой  $j_e$  сравнивается с плотностью хаотического тока электронов из плазмы  $j_p$

$$j_p = \frac{e \cdot n}{4} \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m_e}}, \quad (3.2)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T_e$  – температура плазмы;  $m_e$  – масса электрона.

Появление падающего участка на зависимостях  $j_b(D_{em}/H_{em})$  (рис. 3.13), по-видимому, связано с выходом плазмы из эмиссионного канала и формированием установившейся границы плазмы выпуклой формы в ускоряющем промежутке [21]. Вследствие большей расходимости электронов это, в конечном счете, обуславливает повышение диаметра пучка  $d_b$  в кроссовере, и, соответственно, снижение плотности тока  $j_b$ .

Для анализа условий, обеспечивающих максимальное значение плотности тока пучка (максимум кривых на рис. 3.13), получены зависимости максимальной плотности тока пучка на коллекторе  $j_{bm}$  от отношения размеров эмиссионного канала  $D_{em}/H_{em}$ . (рис. 3.14).



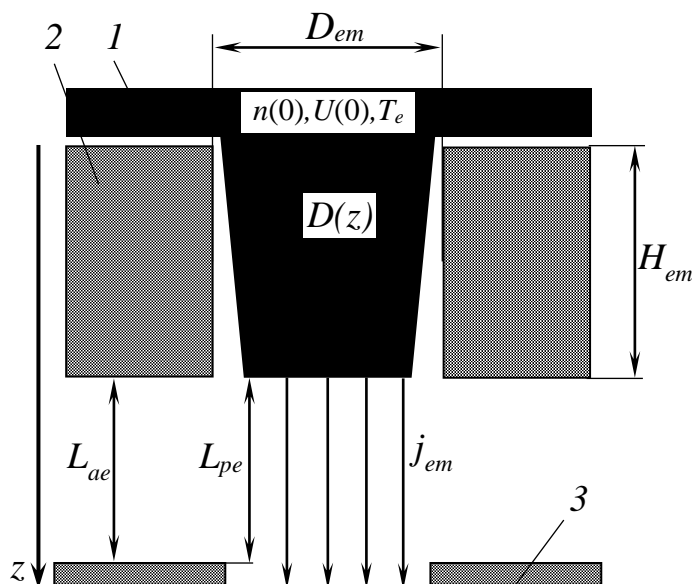
**Рисунок 3.14** – Зависимость максимальной плотности тока пучка на коллекторе  $j_b$  от отношения размеров эмиссионного канала  $D_{em} / H_{em}$  для различных протяженностей эмиссионного канала  $H_{em}$  и давлений рабочего газа  $p$  (ускоряющее напряжение  $U_a = 20$  кВ, ток разряда  $I_d = 1,5$  А): а –  $p = 10$  Па; б –  $p = 30$  Па; 1 –  $H_{em} = 1$  мм; 2 –  $H_{em} = 2$  мм; 3 –  $H_{em} = 3$  мм; 4 –  $H_{em} = 4$  мм

Из рис. 3.14 видно, что по мере уменьшения протяженности эмиссионного канала  $H_{em}$  максимальное значение плотности тока пучка  $j_{bm}$  растет. Обратим внимание на то, что при этом максимум зависимости  $j_b (D_{em}/H_{em})$  смещается в сторону больших значений ( $D_{em}/H_{em}$ ) (рис. 3.13 б).

Из представленных в настоящем разделе результатов можно сделать вывод о том, что максимальная плотность тока пучка на коллекторе может быть достигнута при наименьшей протяженности эмиссионного канала  $H_{em}$  и оптимальном диаметре эмиссионного канала  $D_{em}$ . Однако для форвакуумного плазменного источника электронов минимальная протяженность эмиссионного канала ограничена необходимостью отвода тепла от эмиссионного электрода из-за его нагрева обратным ионным потоком из пучковой плазмы. Эксперименты показали, что минимальная толщина эмиссионного электрода, при котором еще удастся обеспечить эффективный теплоотвод и избежать механических деформаций, составляет  $H_{em} = 2$  мм.

### 3.2.2 Моделирование процессов распространения плазмы в эмиссионном канале

Изучение процессов формирования электронного пучка осуществлялось также на основе одномерной численной модели, описывающей распространение плазмы в эмиссионном канале [95]. В данной модели (рис. 3.15), ось  $z$  располагается по оси эмиссионного канала, координата отсчитывается от входа канала со стороны разрядного промежутка. В качестве исходных величин выбраны параметры плазмы: на входе в канал ( $z=0$ ): концентрация  $n(0)$ , потенциал  $U(0)$  и температура электронов в плазме  $T_e$ . Плазма считается квазинейтральной и однородной в радиальном направлении. Ионизация и рекомбинация в канале не учитываются. Плазма отделена от стенок канала слоем пространственного заряда, который считается бесстолкновительным. Движение ионов и электронов вдоль канала считается диффузионно-дрейфовым.



**Рисунок 3.15** – Иллюстрация модели, описывающей распространение плазмы в эмиссионном канале:  $D_{em} = 2R_{em}$ ,  $H_{em}$  – диаметр и длина эмиссионного канала соответственно;  $n(0), \varphi_p(0), T_e$  – концентрация, потенциал плазмы и температура электронов в плазме на входе в эмиссионный канал соответственно;  $D(z) = 2R(z)$  – диаметр плазмы на расстоянии  $z$  от входа в канал;  $L_{ae}$  – расстояние анод-экстрактор;  $L_{pe}$  – расстояние плазма-экстрактор;  $j_{em}$  – максимальная плотность эмиссионного тока; 1 – плазма; 2 – анод; 3 – экстрактор

Изучаемый процесс описывается уравнениями непрерывности для электронов (3.3) и ионов (3.4) и уравнением Пуассона для слоя пространственного заряда при наличии в нем ионов и электронов (3.5):



$$\frac{d}{dz} \left( -D_e \cdot \frac{dn(z)}{dz} + n(z) \cdot \mu_e \cdot \frac{d\varphi_p(z)}{dz} \right) = -\frac{1}{4} \cdot n(z) \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m_e}} \cdot \exp \left( -\frac{e \cdot \varphi_p(z)}{k \cdot T_e} \right) \cdot \frac{2}{R(z)}; \quad (3.3)$$

$$\frac{d}{dz} \left( -D_i \cdot \frac{dn(z)}{dz} - n(z) \cdot \mu_i \cdot \frac{d\varphi_p(z)}{dz} \right) = -0.4 \cdot n(z) \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{M_i}} \cdot \frac{2}{R(z)}; \quad (3.4)$$

$$\frac{d^2\varphi(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi(r)}{dr} = \frac{e \cdot n(z) \cdot R(z)}{\varepsilon_0 \cdot r} \cdot \left( \frac{0.4}{\sqrt{1 + \frac{e \cdot (\varphi_p(z) - \varphi(r))}{2 \cdot k \cdot T_e}}} - \exp \left( -\frac{e \cdot (\varphi_p(z) - \varphi(r))}{k \cdot T_e} \right) \right); \quad (3.5)$$

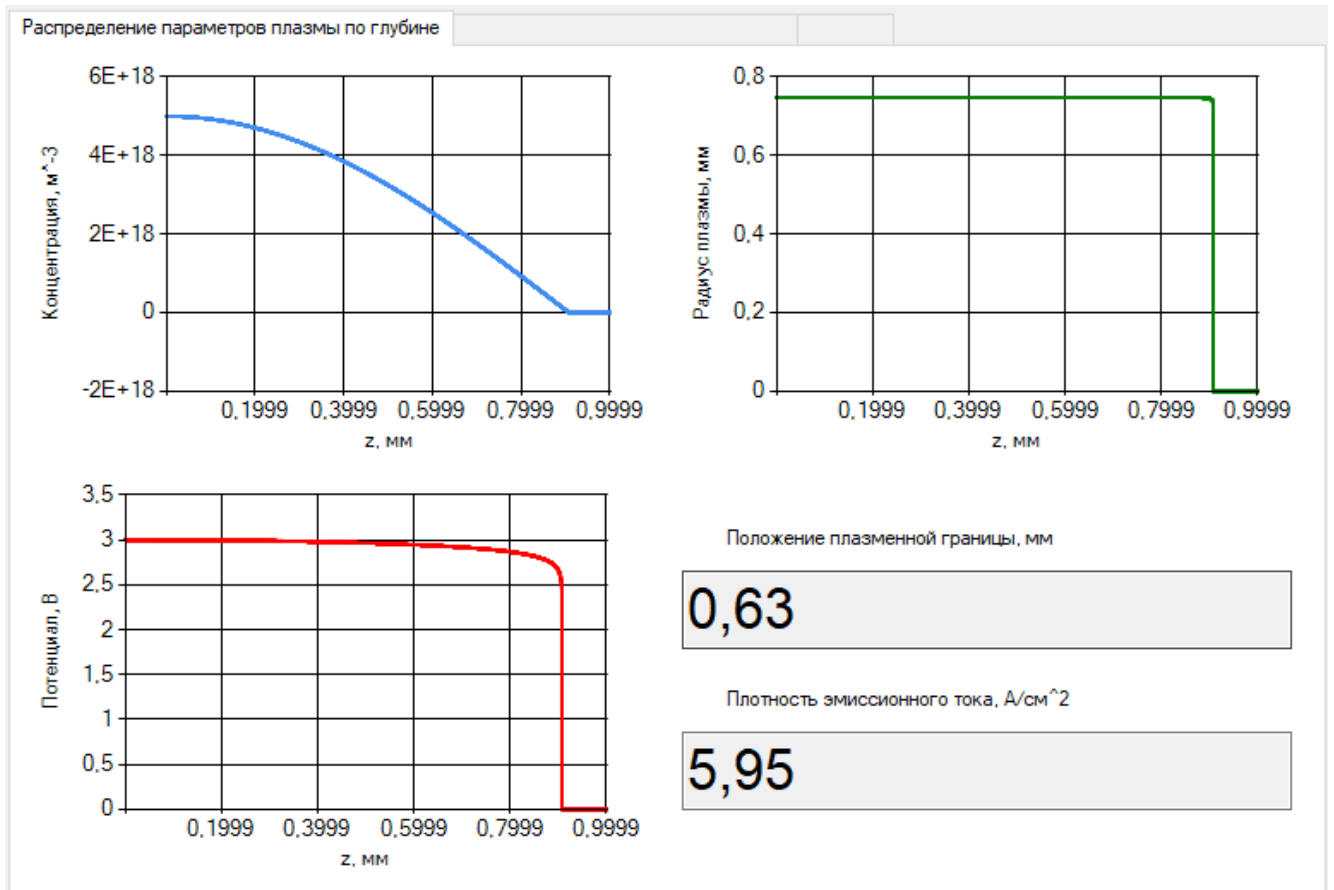
$$\varphi(R(z)) = U(z), \quad \varphi(R_{em}) = 0,$$

где  $D_e, D_i$  – коэффициенты диффузии электронов и ионов соответственно;  $\mu_e, \mu_i$  – подвижности электронов и ионов соответственно;  $m_e$  – масса электрона;  $M_i$  – масса иона;  $k$  – постоянная Больцмана;  $R(z)$  – радиус плазмы на расстоянии  $z$  от входа в канал;  $\varphi$  – потенциал;  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $e$  – заряд электрона;  $R_{em}$  – радиус эмиссионного канала.

Предполагается Максвелловское распределение электронов по скоростям. Процесс вычисления параметров плазмы производился методом конечных элементов [96] (Приложение 3). Процедура расчета начиналась с определения слоя пространственного заряда между плазмой и стенками эмиссионного канала (радиуса плазмы при входе плазмы в эмиссионный канал  $R(0)$ ) согласно уравнению Пуассона (3.5). При известном радиусе плазмы  $R(0)$  на основании уравнений непрерывности (3.3, 3.4) определялись концентрация  $n(dz)$  и потенциал плазмы  $U(dz)$  при углублении в канал на расстояние  $dz$ . На глубине  $dz$  вновь определялся радиус плазмы  $R(dz)$ , концентрация  $n(2dz)$  и потенциал плазмы  $U(2dz)$  при последующем углублении плазмы на величину шага  $dz$ . Далее данная процедура производилась последовательно для каждой заданной координаты  $z$  на протяжении эмиссионного канала. Численное решение уравнений (3.3 – 3.5) производилось методом Рунге-Кутты четвертого порядка точности. Скриншот интерфейса разработанной программы, на котором представлены характерные распределения концентрации, потенциала и радиуса плазмы по глубине эмиссионного канала, представлен на рис. 3.16.

Установившееся положение открытой плазменной границы в эмиссионном канале  $L_{pe}$  (рис. 3.15) определяется по закону «степени 3/2», для хаотического тока электронов из плазмы:

$$L_{pe} = \frac{\varepsilon_0^{1/2} \cdot (U_a - \varphi_p(z))^{3/4}}{n(z)^{1/2} \cdot (e \cdot k \cdot T_e)^{1/4}}. \quad (3.6)$$

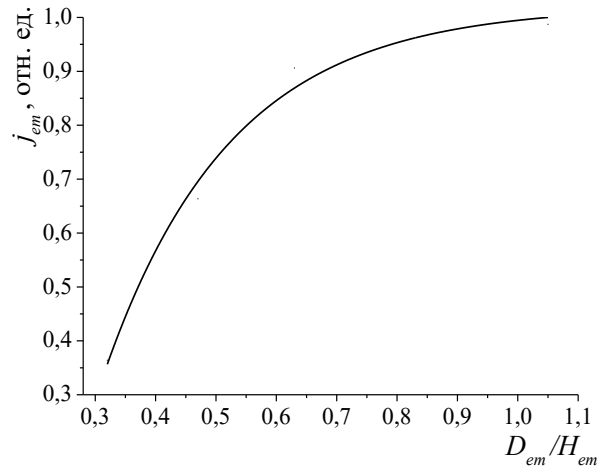


**Рисунок 3.16** – Интерфейс программы «Расчет распространения плазмы в эмиссионном канале форвакуумного источника электронов» с распределениями концентрации, потенциала и радиуса плазмы по глубине канала

Максимальная плотность эмиссионного тока  $j_{em}$  определялась при условии положения плазменной границы на нижнем торце эмиссионного канала ( $L_{pe} = L_{ae}$ ) (рис. 3.15).

$$j_{em} = \frac{e \cdot n(z)}{4} \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m_e} \frac{R^2(z)}{R_{em}^2}} \quad (3.7)$$

Для каждой протяженности эмиссионного канала  $H_{em}$  было найдено соотношение  $D_{em}/H_{em}$ , при котором плазма располагается на уровне нижнего торца эмиссионного канала, и была рассчитана обеспечиваемая при этом плотность тока эмиссии  $j_{em}$ . Представленная на рис. 3.17 зависимость максимальной плотности тока  $j_{em}$  от отношения  $D_{em}/H_{em}$ , согласуется с описанным выше характером зависимости максимальной плотности тока электронного пучка от геометрических размеров эмиссионного канала (рис. 3.14).



**Рисунок 3.17** – Расчетная зависимость максимальной плотности эмиссионного тока  $j_{em}$  от отношения размеров эмиссионного канала  $D_{em} / H_{em}$

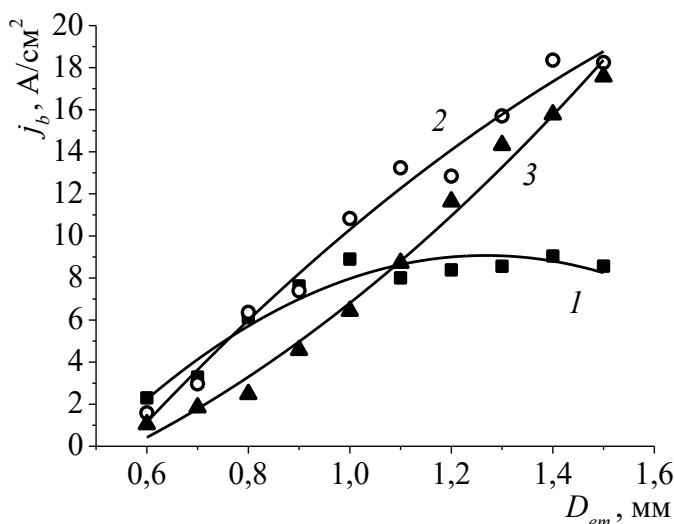
### 3.2.3 Оптимизация геометрии ускоряющего промежутка

Как следует из представленных в разделе 3.2.2 результатов, дальнейшее повышение плотности тока электронного пучка может быть достигнуто увеличением ускоряющего напряжения  $U_a$ . Рост ускоряющего напряжения должен привести к удержанию плазменной границы на нижнем торце эмиссионного канала при большей плотности плазмы. Для увеличения  $U_a$  необходимо обеспечить условия сохранения электрической прочности ускоряющего промежутка при больших значениях  $U_a$ . В форвакуумной области давлений решение такой проблемы не является тривиальным. Для увеличения  $U_a$  была произведена оптимизация геометрии ускоряющего промежутка, в частности, уменьшение протяженности промежутка  $L_{ae}$  и диаметра отверстия в экстракторе  $D_{ext}$ . Такой подход обеспечил снижение тока «паразитного» высоковольтного тлеющего разряда, возникающего в ускоряющем промежутке и пространстве дрейфа электронного пучка [34, 48]. В результате оптимизации геометрии ускоряющего промежутка удалось повысить напряжение на промежутке до  $U_a = 30$  кВ.

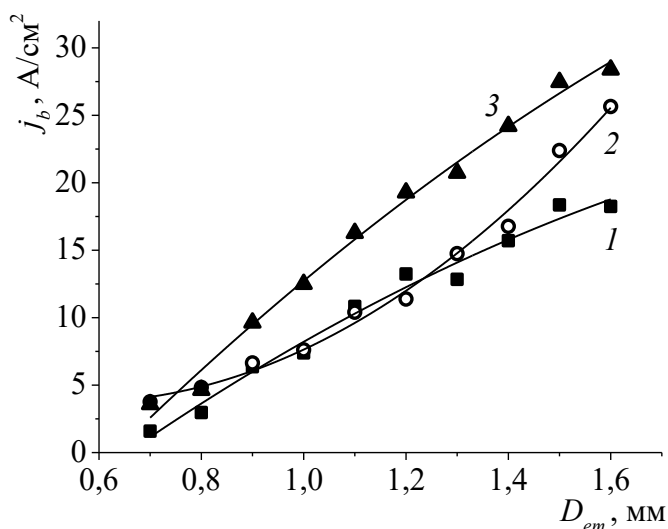
Влияние протяженности ускоряющего промежутка  $L_{ae}$  и диаметра отверстия в экстракторе  $D_{ext}$  на зависимость  $j_b$  ( $D_{em}$ ) иллюстрируются данными, представленными на рисунках 3.18 и 3.19.

Из рис. 3.18 видно, что при  $L_{ae} = 13$  мм (кривая 1) при  $D_{em} > 1$  мм плотность тока пучка  $j_b$  перестает расти. Рост плотности тока эмиссии  $j_e$  при дальнейшем увеличении  $D_{em}$  компенсируется существенным ростом диаметра пучка  $d_b$ . При сокращении протяженности ускоряющего промежутка до  $L_{ae} = 7$  мм возрастание напряженности электрического поля способствует удержанию плазменной границы в пределах эмиссионного канала. Благодаря

этому величина  $j_b$  при  $D_{em} > 1$  мм продолжает расти (кривая 2) и достигает  $j_b = 18$  А/см<sup>2</sup>, что вдвое больше  $j_b$  при  $L_{ae} = 13$  мм. Однако дальнейшее сокращение протяженности ускоряющего промежутка до  $L_{ae} = 3$  мм приводит к уменьшению абсолютных значений плотности тока пучка  $j_b$  (кривая 3).



**Рисунок 3.18** – Зависимости плотности тока электронного пучка  $j_b$  от диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$  для различных значений протяженности ускоряющего промежутка  $L_{ae}$  (давление  $p = 30$  Па; протяженность эмиссионного канала  $H_{em} = 2$  мм; ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ; ток разряда  $I_d = 2,4$  А; диаметр отверстия в экстракторе  $D_{ext} = 15$  мм): 1 –  $L_{ae} = 13$  мм; 2 –  $L_{ae} = 7$  мм; 3 –  $L_{ae} = 3$  мм



**Рисунок 3.19** – Зависимости плотности тока электронного пучка  $j_b$  от диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$  для различных значений диаметра отверстия в экстракторе  $D_{ext}$  (давление  $p = 30$  Па; протяженность эмиссионного канала  $H_{em} = 2$  мм; ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ; ток разряда  $I_d = 2,4$  А; протяженности ускоряющего промежутка  $L_{ae} = 7$  мм): 1 –  $D_{ext} = 15$  мм; 2 –  $D_{ext} = 8$  мм; 3 –  $D_{ext} = 4$  мм

Значительное увеличение плотности тока  $j_b$  пучка наблюдается при уменьшении диаметра отверстия в экстракторе  $D_{ext}$  (рис. 3.19). Так, при сокращении  $D_{ext}$  с 15 до 4 мм наблюдается двадцатипроцентное уменьшение диаметра пучка  $d_b$ , благодаря чему плотность тока пучка  $j_b$  увеличивается на 60% (рис. 3.19 кр. 3). Дальнейшее же уменьшение  $D_{ext}$  ограничено существенным возрастанием потерь электронного пучка на экстракторе. Влияние диаметра отверстия в экстракторе  $D_{ext}$  на  $j_b$  (рис. 3.19), вероятно, связано с перераспределением электрического поля в ускоряющем промежутке.

Численный расчет электрического поля ускоряющего промежутка производился в цилиндрической системе координат. Расчеты осуществлялись путем решения методом конечных разностей уравнения Пуассона, которое без учета пространственного заряда электронов пучка имеет вид:

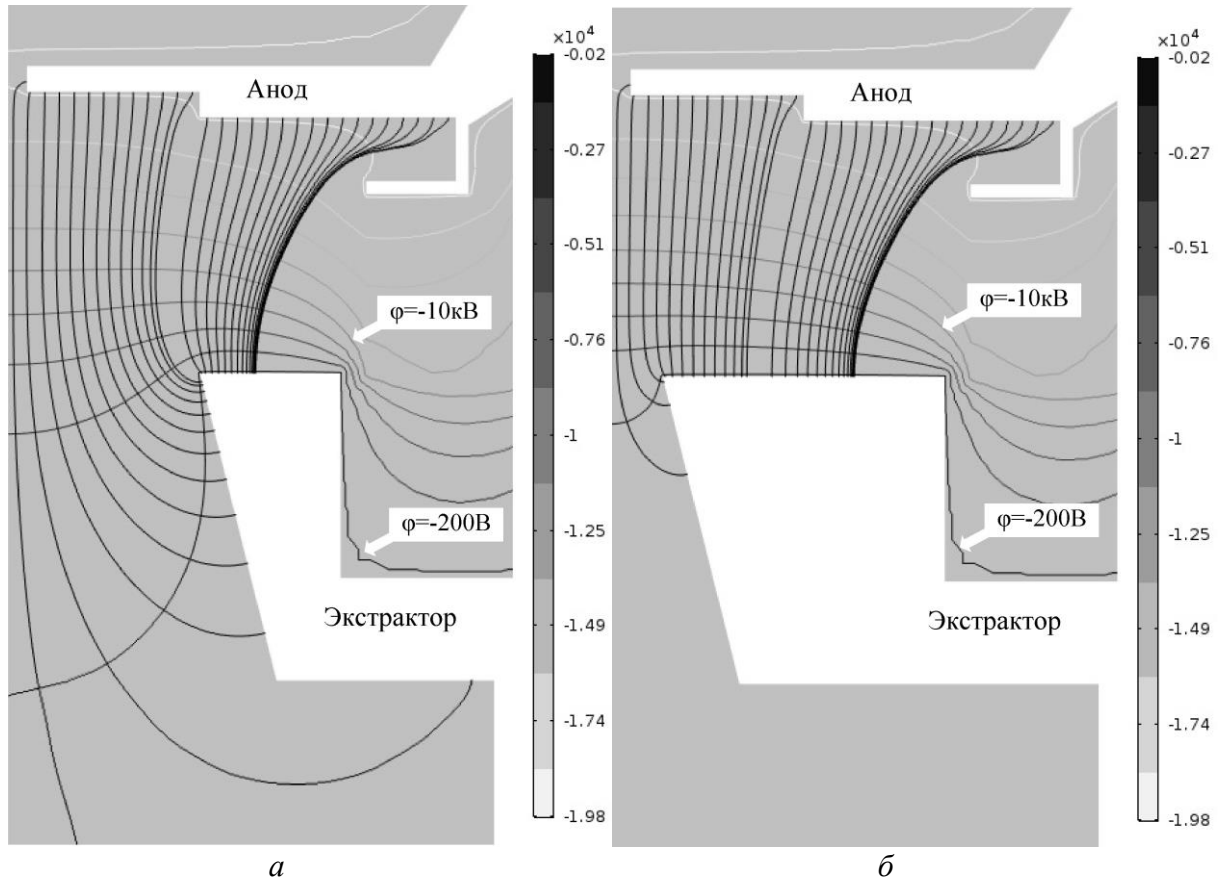
$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \quad (3.8)$$

где,  $\varphi$  – электростатический потенциал;  $z$  и  $r$  – аксиальная и радиальная координата соответственно. Размер ячеек при разбиении области ускоряющего промежутка составлял 100 мкм. Граничные условия: потенциал экстрактора, стенок вакуумной камеры и источника принимались равными 0 В; потенциал анода – -20 кВ.

Результаты расчетов электрического поля представлены на рис. 3.20.

При диаметре отверстия в экстракторе  $D_{ext} = 15$  мм (рис. 3.20 а) ускоряющее электрическое поле значительно проникает в заэкстракторную область: эквипотенциальная линия соответствующая потенциалу  $\varphi = -200$  В (наиболее близкая к экстрактору на рис. 3.20 а) на оси симметрии источника «провисает» за экстрактор практически на длину ускоряющего промежутка. Это, в свою очередь, влечет за собой появление радиальной составляющей вектора напряженности электрического поля, что, по-видимому, и приводит к расфокусировке электронного пучка. При диаметре отверстия в экстракторе  $D_{ext} = 4$  мм (рис. 3.20 б) ускоряющее поле проникает за экстрактор значительно меньше. Благодаря этому силовые линии имеют радиальную составляющую лишь вблизи экстрактора.

Кроме того, уменьшение эффекта «провисания» электрического поля за экстрактор приводит к увеличению напряженности поля на оси системы, в том числе вблизи эмиссионного канала. Так, к примеру, эквипотенциальная линия  $\varphi = -10$  кВ при малом отверстии в экстракторе (рис. 3.20 б) более выгнута к аноду по сравнению со случаем большого отверстия (рис. 3.20 а): эквипотенциальная линия  $\varphi = -10$  кВ на рис. 3.20 а располагается на расстоянии 7 мм от эмиссионного отверстия, в то время как на рис. 3.20 б – на 6 мм.



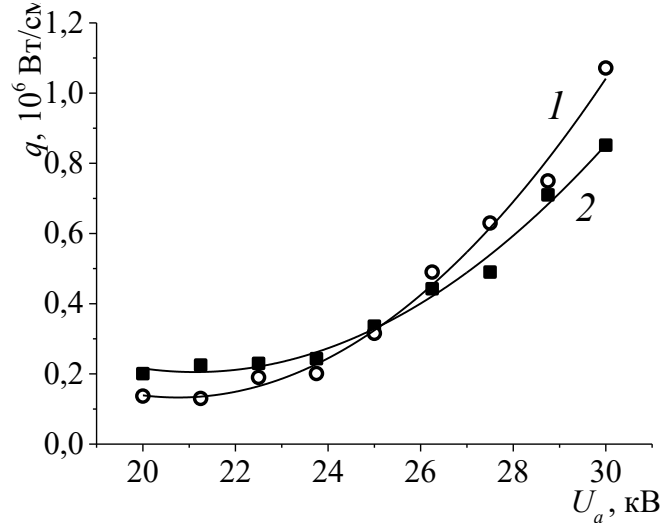
**Рисунок 3.20** – Распределение силовых линий и потенциала электрического поля в ускоряющем промежутке для различных диаметров  $D_{ext}$  отверстий в экстракторе:  $a$  –  $D_{ext} = 15$  мм;  $b$  –  $D_{ext} = 4$  мм; вертикальные линии – силовые линии поля; горизонтальные с градиентным цветом – эквипотенциальные линии поля

Таким образом, максимальная плотность тока электронного пучка на коллекторе порядка  $j_b = 30$  А/см<sup>2</sup> была обеспечена при максимальном ускоряющем напряжении ( $U_a = 30$  кВ), благодаря оптимизации геометрии ускоряющего промежутка: использованию оптимальной протяженности ускоряющего промежутка  $L_{ae} = 7$  и экстрактора с отверстием наименьшего диаметра  $D_{ext} = 4$  мм (рис. 3.19 кривая 3).

### 3.2.4 Влияние давления и рода рабочего газа

Произведенная оптимизация геометрии ускоряющего промежутка и увеличение ускоряющего напряжения до  $U_a = 30$  кВ привели к повышению плотности мощности электронного пучка  $q$  в кроссовере до величины  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (рис. 3.21). Так, при давлении рабочего газа (гелий)  $p = 10$  Па (рис. 3.21 кривая 1) при повышении ускоряющего напряжения до  $U_a$  с 20 до 30 кВ плотность мощности пучка  $q$  растет с  $1,4 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> до  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>

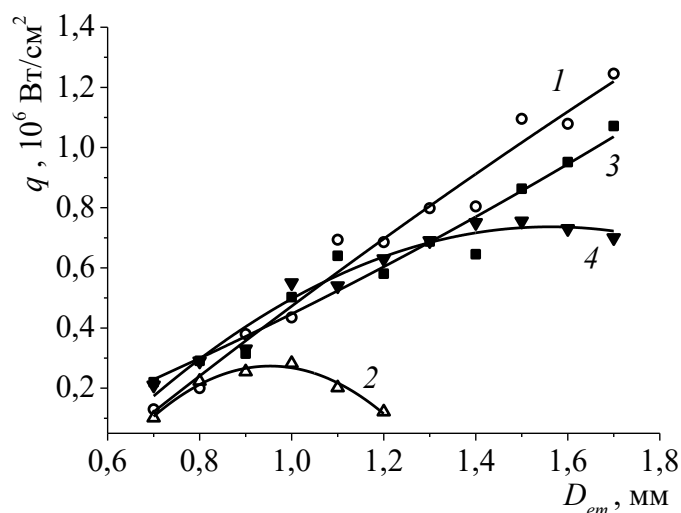
(повышается в 7 раз), а при  $p = 30$  Па – с  $2 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> до  $8,5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> (в 4 раза). При этом диаметр пучка  $d_b$  при давлении  $p = 10$  Па не превышает 0,6 мм; при давлении  $p = 30$  Па – 0,85 мм. Также из представленных на рис. 3.21 зависимостей видно, что при ускоряющих напряжениях  $U_a < 25$  кВ плотность мощности пучка  $q$  при давлении  $p = 30$  Па выше, чем при  $p = 10$  Па. При больших значениях ускоряющего напряжения ( $U_a > 25$  кВ) данная ситуация меняется на противоположную.



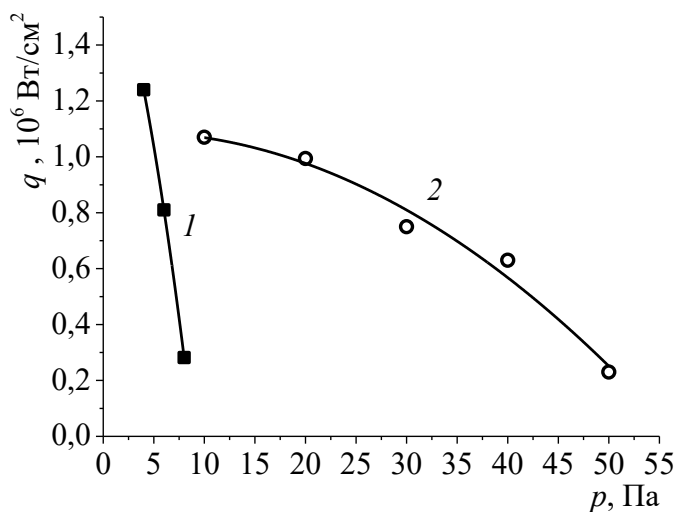
**Рисунок 3.21** – Зависимости плотности мощности электронного пучка  $q$  от ускоряющего напряжения  $U_a$  для различных давлений рабочего газа (гелий)  $p$ : 1 – 10 Па; 2 – 30 Па. (протяженность эмиссионного канала  $H_{em} = 2$  мм; диаметр канала  $D_{em} = 1,5$  мм, ток разряда  $I_d = 2,4$  А)

Продемонстрированное на рис. 3.21 повышение плотности мощности пучка  $q$  в несколько раз, когда ускоряющее напряжение  $U_a$  увеличивается с 20 до 30 кВ (на 50%), очевидно связано с существенным повышением  $j_b$ . Это, в свою очередь, обуславливается уменьшением разброса скоростей электронов при формировании пучка вблизи области отбора, в том числе вызванным уменьшением частоты соударений электронов с молекулами газа за счет уменьшения сечения рассеяния электронов при увеличении их энергии [17]. При  $U_a > 25$  кВ повышение  $q$  при снижении давления до  $p = 10$  Па связано с уменьшением частоты рассеяния и, вследствие этого, значительным уменьшением разброса скоростей. Однако обратная ситуация при  $U_a < 25$  кВ, при которой плотность мощности  $q$  выше при  $p = 30$  Па по сравнению с  $p = 10$ , может быть связана с особенностями форвакуумного диапазона давлений, в частности с локальным повышением концентрации плазмы  $n$  в области отбора, вызванного обратным ионным потоком [15] и, тем самым, повышением  $j_e$ .

Более подробное влияние давления и рода рабочего газа на плотность мощности электронного пучка иллюстрируется результатами, представленными на рис. 3.22 и рис. 3.23.



**Рисунок 3.22** – Зависимости плотности мощности  $q$  электронного пучка от диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$  для различных давлений  $p$  и рода газа (протяженность эмиссионного канала  $H_{em} = 2$  мм; ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ; ток разряда  $I_d = 2,4$  А):  
 1 – воздух,  $p = 4$  Па; 2 – воздух,  $p = 8$  Па; 3 – гелий,  $p = 10$  Па; 4 – гелий,  $p = 30$  Па



**Рисунок 3.23** – Зависимости максимальной плотности мощности  $q$  электронного пучка от давления  $p$  газа (протяженность эмиссионного канала  $H_{em} = 2$  мм; ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ; ток разряда  $I_d = 2,4$  А): 1 – воздух; 2 – гелий

На рис. 3.22 представлены характерные зависимости плотности мощности электронного пучка  $q$  от диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$  для двух значений давления рабочего газа при использовании в качестве рабочего газа гелия и воздуха. Из данных зависимостей видно, что характер влияния давления на плотность мощности пучка одинаков для гелия и воздуха. Так, при малых давлениях зависимость  $q(D_{em})$  является монотонно растущей (кр. 1 и 3 на рис. 3.22), в то время как при повышении давления наблюдается появление спадающего участка на данной зависимости (кр. 2 и 4 на рис. 3.22).



На рис. 3.23 представлены зависимости максимального значения плотности мощности пучка (максимум зависимости  $q(D_{em})$  на рис. 3.22) от давления рабочего газа (гелия и воздуха). Видно, что максимальная плотность мощности пучка монотонно падает при увеличении давления рабочего газа. При этом крутизна данной зависимости  $q(p)$  определяется родом газа и минимальна для гелия, что объясняется меньшим сечением его молекул по сравнению с воздухом. Для воздуха (кривая 1) увеличение давления  $p$  с 4 до 8 Па приводит к пятикратному уменьшению плотности мощности (с 1,25 до 0,25 МВт/см<sup>2</sup>). Для гелия (кривая 2) пятикратное уменьшение плотности мощности происходит при увеличении давления с 10 до 50 Па. Увеличение давления выше представленных на графике рис. 3.23 значений приводило к пробую ускоряющего промежутка.

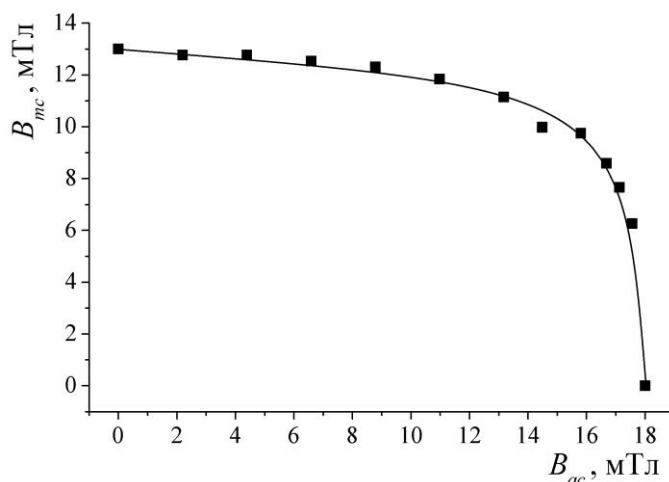
Таким образом, оптимизация параметров и геометрии функциональных узлов электронного источника обеспечила увеличение плотности мощности электронного пучка  $q$  на порядок величины вплоть до  $q = 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> при диаметре электронного пучка  $d_b = 0,6$  мм для давления  $p = 10$  Па при использовании гелия. Показано, что увеличение давления рабочего газа приводит к падению плотности мощности пучка. Несмотря на это, при использовании в качестве рабочего газа гелия падение мощности не превышает 20% в достаточно широком диапазоне давлений 10-30 Па.

### 3.2.5 Особенности магнитной фокусировки электронного пучка

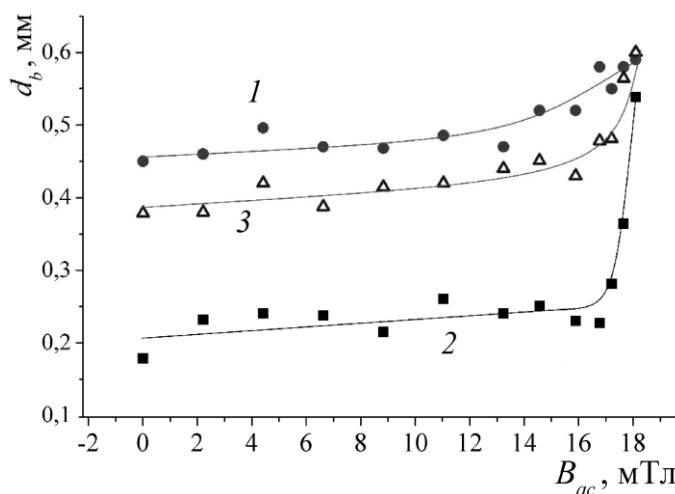
Проведенные исследования показали, что использование для фокусировки электронного пучка двойной магнитной фокусирующей системы (схема источника с двойной фокусирующей системой представлена на рис. 2.5) приводит к улучшению условий фокусировки по сравнению с одиночной магнитной линзой. Об этом свидетельствует тот факт, что по мере уменьшения индукции магнитного поля  $B_{ac}$  в центре дополнительной фокусирующей катушки, и соответствующем увеличении магнитного поля основной фокусирующей катушки, необходимого для сохранения положения фокальной плоскости (рис. 3.24), диаметр пучка  $d_b$  монотонно уменьшается (рис. 3.25).

При этом диаметр  $d_b$  сильно зависит от положения основной фокусирующей катушки, а также высоты  $H_{mc}$  основной фокусирующей катушки. Так, например, при расстоянии между основной катушкой и плоскостью коллектора  $L_{mc} = 500$  мм (кривая 1 на рис. 3.24) переключение фокусировки с дополнительной катушки на основную приводит к уменьшению диаметра пучка с 0,6 до 0,45 мм. Проведенные эксперименты показали, что минимальный диаметр пучка  $d_b$ , достижимый при использовании двойной фокусирующей системы, монотонно уменьшается при уменьшении расстояния между основной фокусирующей

катушкой и плоскостью коллектора  $L_{mc}$ . Однако это приводит к увеличению угла расходимости электронного пучка, что затрудняет практическое использование электронного источника для ряда технологических применений, к примеру, резки глубоких узких отверстий.



**Рисунок 3.24** – Зависимость магнитной индукции  $B_{mc}$  в центре основной катушки, необходимой для поддержания кроссовера в плоскости коллектора, от индукции  $B_{ac}$  магнитного поля в центре дополнительной фокусирующей катушки (расстояние основная катушка-коллектор  $L_{mc} = 250$  мм; толщина основной катушки  $H_{mc} = 30$  мм)



**Рисунок 3.25** – Зависимость диаметра пучка  $d_b$  от индукции  $B_{ac}$  магнитного поля дополнительной фокусирующей катушки для различных положений основной фокусирующей катушки ( $L_{mc}$ ) и высоты основной катушки ( $H_{mc}$ ) (диаметр эмиссионного канала  $D_{em} = 1$  мм; протяженность эмиссионного канала  $H_{em} = 2$  мм; ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ; давление рабочего газа  $p = 30$  Па): 1 –  $L_{mc} = 500$  мм;  $H_{mc} = 30$  мм; 2 –  $L_{mc} = 250$  мм;  $H_{mc} = 30$  мм; 3 –  $L_{mc} = 250$  мм;  $H_{mc} = 120$  мм

Так, зависимость диаметра пучка  $d_b$  для минимального расстояния  $L_{mc} = 250$  мм, при котором угол расходимости не превышает 5 градусов, представлена на рис. 3.25 на кривой 2.

Минимальный диаметр пучка, достигнутый при этом расстоянии  $L_{mc}$ , уменьшается до 0,25 мм. Также в ходе экспериментов было обнаружено, что при использовании основной фокусирующей катушки большей толщины или без брони, характер зависимости  $d_b(B_{ac})$  не изменяется, но минимальный диаметр пучка  $d_b$  при этом растет. К примеру, из кривой 3 рис. 3.25 видно, что при толщине основной катушки  $H_{mc} = 120$  мм диаметр пучка не превышает 0,4 мм. Таким образом, лучшая фокусировка обеспечивается при использовании основной фокусирующей катушки в броне наименьшей высоты, расположенной как можно ближе к плоскости коллектора.

Как уменьшение расстояния между основной катушкой и плоскостью коллектора, так и уменьшение толщины основной катушки приводит к усилению магнитного поля внутри основной фокусирующей катушки. Сопровождаемое этим уменьшение диаметра электронного пучка объясняется уменьшением сферических aberrаций при магнитной фокусировке по мере увеличения силы магнитной линзы [53].

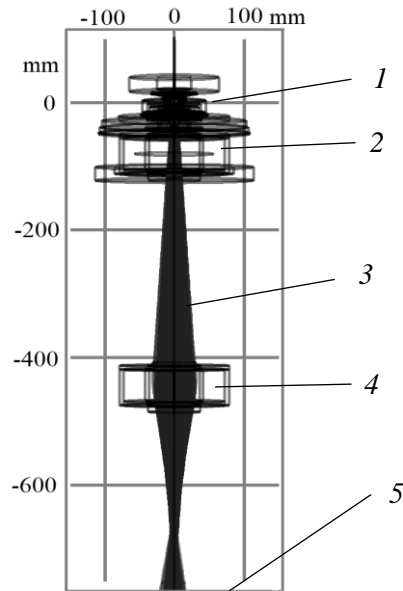
Современные вычислительные методы, основанные на имитационном моделировании, позволяют производить расчет траекторий заряженных частиц в электрических и магнитных полях со сложной заданной конфигурацией. В частности, расчет траектории электронного пучка в электрическом и магнитном поле, соответствующих реальной конфигурации электронного источника, может быть использован для оценки aberrаций магнитных линз (сферических, хроматических и др.) с большей точностью по сравнению с использованием аппроксимационных формул для магнитных линз. Ввиду этого для оценки влияния эффекта сферических aberrаций и давления рабочего газа на процессы магнитной фокусировки использовался метод конечных элементов [78] для расчета распространения электронного пучка в электрическом и магнитном полях, обладающих аксиальной симметрией. Геометрия электродов, образующих ускоряющий промежуток, а также фокусирующей системы (рис. 3.26) в модели была задана на основе реальных размеров форвакуумного источника.

Так как пространственный заряд электронного пучка компенсируется пучковой плазмой, влияние заряда электронов пучка на электрическое поле не учитывалось. Электрическое поле ускоряющего промежутка и магнитное поле фокусирующей системы рассчитывалось для стационарного случая численным решением уравнения Пуассона и закона о циркуляции вектора магнитной индукции по формулам:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0, \quad (3.9)$$

$$\oint_L \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{L} = \int_S \vec{j} d\vec{S}, \quad (3.10)$$

где  $r$  – радиальная координата;  $z$  – аксиальная координата;  $\varphi$  – электростатический потенциал;  $B$  – магнитная индукция, создаваемая в объеме конечного элемента;  $dS$  – вектор нормали к элементарному участку проводника с током;  $J = B/\mu_0 - H$  – вектор намагниченности;  $H$  – напряженность магнитного поля, создаваемая внешними источниками, значения которой определялись кривой намагниченности  $H = f(B)$  для конкретного ферромагнитного материала.



**Рисунок 3.26** – Геометрия системы ускорения и фокусировки форвакуумного источника электронов, используемая в модели, и расчетная траектория электронов пучка: 1 – положение области эмиссии электронов; 2 – дополнительная фокусирующая катушка; 3 – траектории электронов; 4 – основная фокусирующая катушка; 5 – положение фокальной плоскости

Движение электронов под действием электрического и магнитного поля рассчитывалось в соответствии уравнениями движения, в которых возникающее у электрона мгновенное ускорение определялось как:

$$\vec{a} = \frac{e}{m} \left( \text{grad}\varphi - [\vec{v}_0, \vec{B}] \right)$$

$$v_z = v_{z0} + a_z \cdot \Delta t; \quad v_r = v_{r0} + a_r \cdot \Delta t, \quad (3.11)$$

$$z = z_0 + v_z \cdot \Delta t; \quad r = r_0 + v_r \cdot \Delta t$$

где  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона соответственно;  $\Delta t$  – временной шаг, с которым осуществляется перемещение электронов;  $a$  – мгновенное ускорение электрона под действием электрической силы и силы Лоренца;  $v_0$ ,  $z_0$ ,  $r_0$  – скорость и координаты в текущий момент времени;  $v$ ,  $z$ ,  $r$  – скорость и координаты по прошествии времени  $\Delta t$ .

При эмиссии электронов задавался разброс начальных скоростей согласно распределению Максвелла, при температуре электронов  $T_e = 1$  эВ:

$$\frac{\Delta N(v_z)}{N} = \sqrt{\frac{m}{2 \cdot \pi \cdot k \cdot T}} \cdot \exp\left(-\frac{m \cdot v_z^2}{2 \cdot k \cdot T}\right) \Delta v_z, \quad (3.12)$$

где  $\Delta N(v_z)/N$  – вероятность, что электрон имеет скорость в интервале  $v_z - v_z + \Delta v_z$ ;  $k$  – постоянная Больцмана. Скорость каждого электрона задавалась согласно вероятности  $\Delta N(v_z)/N$  с использованием метода Монте-Карло.

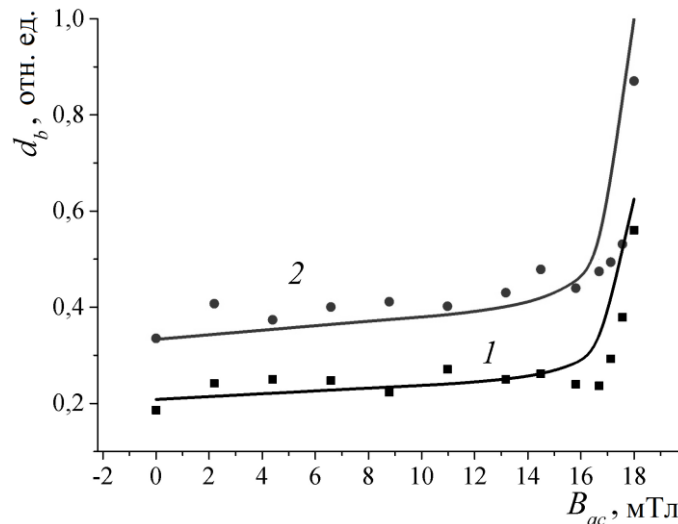
Рассеяние электронов на молекулах рабочего газа учитывалось при использовании метода Монте-Карло согласно формуле Резерфорда:

$$\frac{\Delta N(\theta)}{N} = na \left( \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \right) \frac{2\pi \sin(\theta) \Delta\theta}{4 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (3.13)$$

где  $\Delta N(\theta)/N$  – вероятность отклонения электрона на угол в интервале  $\theta - \theta + \Delta\theta$ ;  $n = P/kT$  – концентрация молекула рабочего газа;  $a$  – путь, пройденный электроном;  $Z$  – зарядовое число,  $v$  – скорость электрона.

По аналогии с экспериментом диаметр электронного пучка в поперечном сечении определялся как ширина распределения плотности тока электронов на полувысоте. При изменении индукции магнитного поля дополнительной фокусирующей системы магнитное поле основной фокусирующей катушки задавалось таким, чтоб фокальная плоскость (5 на рис. 3.26) находилась на расстоянии 750 мм от экстрактора электронного источника.

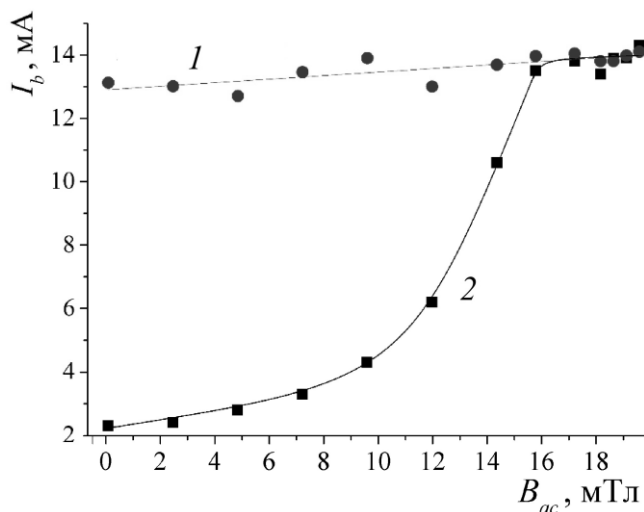
На рис. 3.27 представлены расчетные и экспериментальные зависимости диаметра электронного пучка от индукции магнитного поля дополнительной фокусирующей катушки для двух значений давления рабочего газа (10 и 30 Па, гелий).



**Рисунок 3.27** – Зависимости диаметра электронного пучка  $d_b$  от индукции  $B_{ac}$  магнитного поля дополнительной фокусирующей катушки для различных давлений  $p$  рабочего газа (гелия): 1 –  $p = 10$  Па; 2 –  $p = 30$  Па; кривая – расчетная зависимость; точки – экспериментальные данные

Видно, что расчетная зависимость качественно согласуется с результатами эксперимента: даже при небольшом уменьшении индукции магнитного поля дополнительной катушки до 15,5 мТл и дальнейшей фокусировке основной катушкой диаметр пучка уменьшается двукратно благодаря уменьшению сферических aberrаций. Также обнаруживается тот факт, что повышение давления рабочего газа приводит лишь к увеличению абсолютных значений диаметра пучка (кр. 2, рис. 3.27).

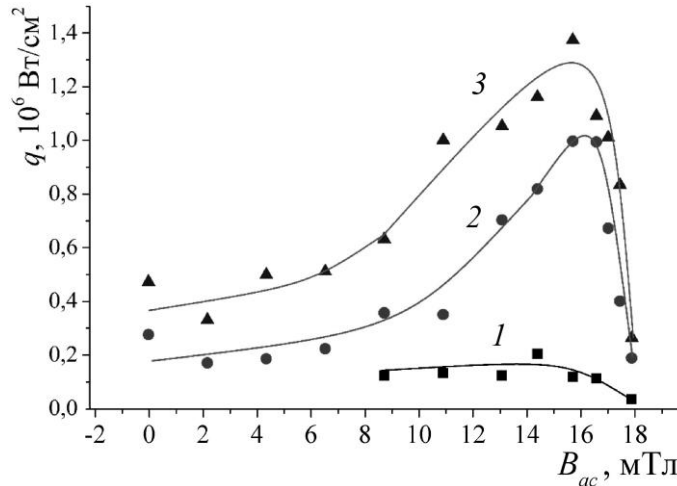
На рис. 3.28 представлен характер изменения тока пучка  $I_b$  от индукции  $B_{ac}$  магнитного поля дополнительной катушки при различном положении основной фокусирующей катушки. Так, при  $L_{mc} = 500$  мм ток пучка  $I_b$  остается практически неизменным при переключении фокусировки на основную катушку (кривая 1). При  $L_{mc} = 250$  мм характер данной зависимости значительно меняется (кривая 2). При  $B_{ac} < 14$  мТл ток пучка начинает резко падать, что объясняется попаданием части электронов на поверхность основной фокусирующей катушки.



**Рисунок 3.28** – Зависимость тока пучка  $I_b$  от индукции  $B_{ac}$  магнитного поля дополнительной фокусирующей катушки для различных положений основной фокусирующей катушки ( $L_{mc}$ ) (толщина основной фокусирующей катушки  $H_{mc} = 30$  мм; диаметр эмиссионного канала  $D_{em} = 1$  мм; протяженность эмиссионного канала  $H_{em} = 2$  мм; ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ; давление рабочего газа  $p = 30$  Па): 1 –  $L_{mc} = 500$  мм; 2 –  $L_{mc} = 250$  мм

Традиционно в плазменных источниках электронов, предназначенных для генерации сфокусированных магнитным полем электронных пучков, эмиссия электронов из плазмы осуществляется через одиночный канал малого диаметра [16]. Такой подход обусловлен, в первую очередь, стремлением к снижению влияния сферических aberrаций и, соответственно, к уменьшению диаметра электронного пучка. В то же время, как показали предыдущие исследования, представленные в разделе 3.2.1, плотность мощности пучка возрастает до определенной величины при увеличении тока эмиссии электронов в результате расширения

эмиссионного канала. Таким образом, условия магнитной фокусировки электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником электронов, помимо конфигурации магнитной системы, зависят также от диаметра эмиссионного канала. Характер изменения плотности мощности пучка  $q$  для различных диаметров эмиссионного канала  $D_{em}$ , представлен на рис. 3.29.



**Рисунок 3.29** – Зависимость плотности мощности пучка  $q$  от индукции  $B_{ac}$  магнитного поля дополнительной фокусирующей катушки для различных диаметров эмиссионного канала  $D_{em}$  (расстояние основная катушка-коллектор  $L_{mc} = 250$  мм; толщина основной катушки  $H_{mc} = 30$  мм; ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ; давление рабочего газа  $p = 30$  Па): 1 –  $D_{em} = 0,6$  мм; 2 –  $D_{em} = 1,0$  мм; 3 –  $D_{em} = 1,5$  мм

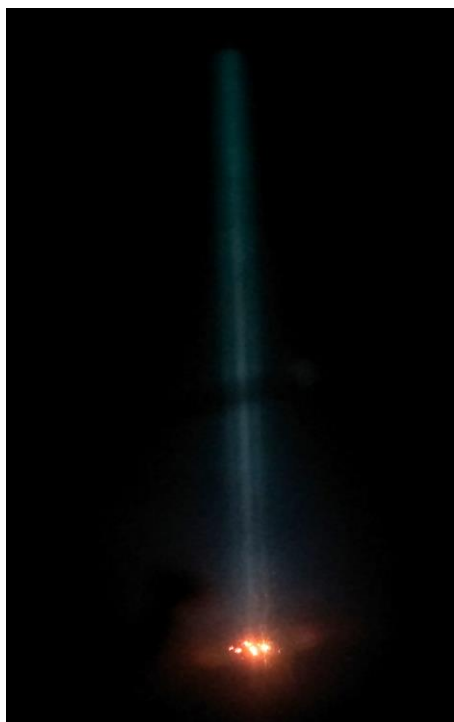
Из рис. 3.29 видно, что из-за попадания электронов на поверхность основной фокусирующей катушки плотность мощности пучка  $q$  падает по мере уменьшения  $B_{ac}$ . При этом вид зависимости  $q(B_{ac})$  остается неизменным для различных диаметров эмиссионного канала  $D_{em}$ . Максимальное значение  $q$  обеспечивается при  $B_{ac} = 15,5$  мТл и  $B_{mc} = 10$  мТл, причем  $q$  растет при увеличении диаметра эмиссионного канала  $D_{em}$ . Так, благодаря использованию двойной фокусирующей системы, максимальная плотность мощности при  $D_{em} = 1,5$  мм (максимальном диаметре, при котором обеспечивается стабильная работа форвакуумного источника) достигает значения  $q = 1,3 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 3 на рис. 3.29) при диаметре пучка  $d_b = 0,4$  мм. Минимальный диаметр пучка при  $D_{em} = 0,6$  мм составляет  $d_b = 0,13$  мм при уровне плотности мощности  $q = 10^5$  Вт (кривая 1 на рис. 3.29).

Результаты исследований, представленные в разделе 3.2, опубликованы в [87-96].

### 3.3 Формирование электронного пучка при отборе электронов из плазмы через множество эмиссионных каналов

Поскольку увеличение диаметра одиночного эмиссионного канала ограничено условиями слоевой стабилизации плазменной границы, то повышение тока пучка возможно при использовании в источнике нескольких эмиссионных каналов. Так, в ходе экспериментов было установлено, что при использовании пяти эмиссионных каналов диаметром 1,5 мм и протяженностью 2 мм, расположенных в непосредственной близости друг от друга на расстоянии 0,25 мм, ток пучка увеличивается до величины 120 мА. В это же время ток пучка, обеспечиваемый одноканальной эмиссионной системой с отверстием, имеющим такие же размеры, не превышает 65 мА.

Как показали эксперименты, одиночная магнитная линза, расположенная сразу за системой извлечения форвакуумного источника, не обеспечивает эффективную фокусировку электронного пучка, формируемого при помощи многоканальной эмиссионной системы. При расположении фокуса в плоскости коллектора, ускоренный электронный поток формируется в виде разделенных в пространстве элементарных электронных пучков (рис. 3.30).



**Рисунок 3.30** – Изображение электронного пучка, формируемого из пяти индивидуальных эмиссионных каналов при фокусировке одиночной магнитной линзой

При увеличении силы одиночной магнитной линзы фокальная плоскость перемещается от плоскости коллектора к источнику электронов, благодаря чему формируется



сфокусированный электронный пучок с относительно большим диаметром  $d_b$ . Как показано в [45], даже в случае оптимизации геометрии многоканального эмиссионного электрода и системы ускорения форвакуумного источника диаметр электронного пучка превышает  $d_b = 2$  мм.

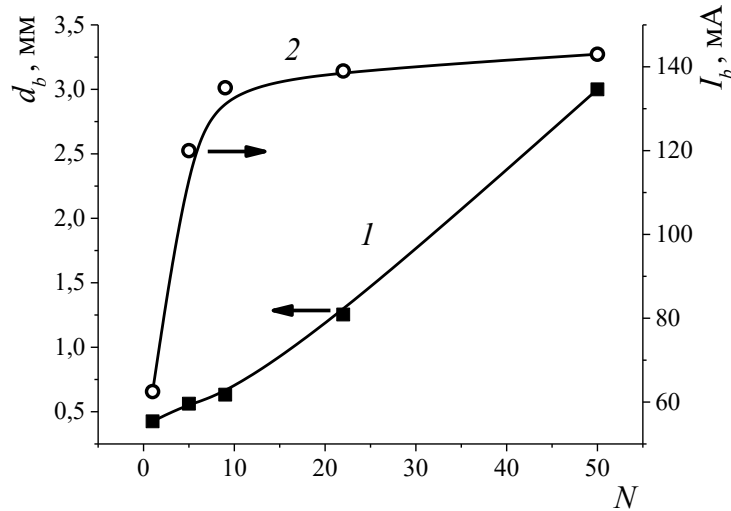
Как было показано в разделе 3.2.5, использование оптимизированной двойной фокусирующей системы позволяет в значительной степени уменьшить сферические aberrации при магнитной фокусировке. Благодаря этому, при фокусировке двойной фокусирующей системой возможно сведение электронного потока, формируемого многоканальной эмиссионной системой в одну точку (рис. 3.31). При это удается минимизировать диаметр электронного пучка до 0,6 мм и достичь плотности мощности пучка  $1,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.



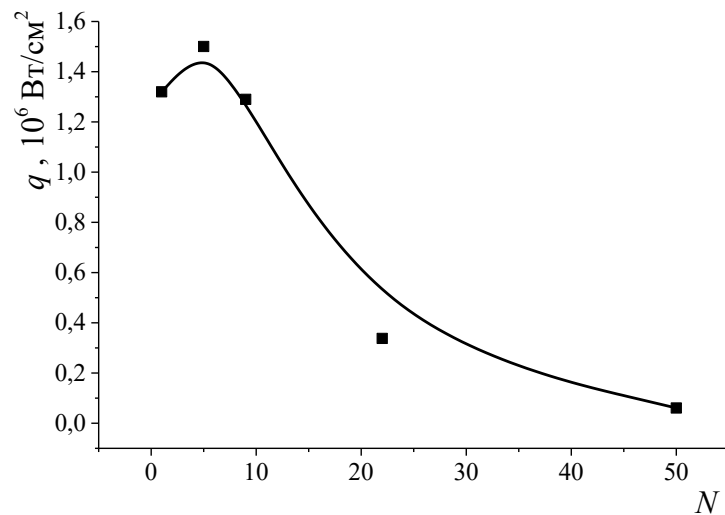
**Рисунок 3.31** – Изображение электронного пучка, формируемого из пяти индивидуальных эмиссионных каналов и фокусируемого двойной фокусирующей системой

Характер изменения  $I_b$  и  $d_b$  в зависимости количества эмиссионных отверстий представлен на рис. 3.32. Как видно из данного рисунка, увеличение  $N$  с 1 до 5 приводит к двукратному увеличению тока пучка до 120 мА, однако при дальнейшем увеличении  $N$  степень роста значительно снижается, что связано с заметным уменьшением концентрации плазмы на периферии эмиссионного электрода. В случае использования эмиссионного электрода с 50 эмиссионными каналами, занимающими всю его площадь, ток пучка максимален и составляет  $I_b = 140$  мА, а эффективность извлечения электронов достигает 27 %. Зависимость  $d_b(N)$  также имеет растущий вид. Крутизна зависимости  $d_b(N)$  возрастает по мере увеличения количества

эмиссионных каналов. Увеличение количества эмиссионных каналов обуславливает необходимость соответственного увеличения диаметра отверстия экстрактора. Это приводит к проникновению ускоряющего электрического поля в область транспортировки электронного пучка. Именно поэтому при увеличении количества эмиссионных каналов плотность мощности электронного пучка сначала увеличивается до  $q = 1,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> при  $N = 5$ , а затем резко падает при дальнейшем увеличении  $N$  (рис. 3.33).



**Рисунок 3.32** – Зависимость диаметра пучка  $d_b$  (1) и тока пучка электронов  $I_b$  (2) от количества эмиссионных каналов  $N$  ( $H_{mc} = 30$  мм;  $L_{mc} = 250$  мм,  $D_{em} = 1,5$  мм,  $B_{ac} = 15,5$  мТл)



**Рисунок 3.33** – Зависимость плотности мощности пучка  $q$  от количества эмиссионных каналов  $N$  ( $H_{mc} = 30$  мм;  $L_{mc} = 250$  мм,  $D_{em} = 1,5$  мм,  $B_{ac} = 15,5$  мТл)

Результаты исследований, представленные в разделе 3.3, опубликованы в [89].

### 3.4 Выводы

1. В форвакуумном плазменном источнике электронов на основе разряда с полым катодом, функционирующем в изобарическом режиме, повышение плотности эмиссионной плазмы на оси разрядной системы обеспечивается сжатием положительного столба разряда в результате перекрытия торца протяженной катодной полости электродом с относительно малым отверстием. Максимальная плотность эмиссионной плазмы при сохранении условий стабильного инициирования и горения разряда с полым катодом достигается оптимизацией геометрии катодной полости, обеспечивающей в случае отбора электронов из одиночного эмиссионного отверстия плотность тока эмиссии электронов из плазмы до  $10 \text{ А/см}^2$ .

2. Рассмотрено влияние на условия магнитной фокусировки электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником электронов, геометрии и параметров основных функциональных узлов источника: эмиссионного канала, узла ускорения электронного пучка, конфигурации магнитной фокусирующей системы. Проведенная оптимизация форвакуумного источника позволила значительно уменьшить диаметр электронного пучка и повысить плотность мощности пучка. В зависимости от условий эмиссии электронов из плазмы, определяемых соотношением между толщиной приэлектродного слоя и диаметром эмиссионного канала, возможна реализация двух различных режимов генерации пучка. В первом режиме обеспечивается минимальный диаметр электронного пучка  $d_b = 0,13 \text{ мм}$  при относительно небольшой его плотности мощности  $q = 10^5 \text{ Вт/см}^2$ ; во втором достигается максимальная плотность мощности электронного пучка  $q = 1,3 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ , но минимальный диаметр пучка повышается до  $d_b = 0,4 \text{ мм}$ .

3. В форвакуумном плазменном источнике электронов наименьший диаметр электронного пучка обеспечивается при отборе электронов через одиночный эмиссионный канал. Поскольку увеличение диаметра одиночного канала ограничено условиями слоевой стабилизации плазменной границы, то повышение тока пучка возможно при использовании в источнике нескольких эмиссионных каналов. Несмотря на увеличение в этом случае диаметра электронного пучка, плотность мощности пучка достигает рекордной для форвакуумных источников электронов величины уровня  $10^6 \text{ Вт/см}^2$ .

## ГЛАВА 4 ФОРВАКУУМНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК СФОКУСИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

В настоящей главе описана конструкция, а также представлены характеристики и достигнутые параметры модернизированного опытного образца плазменного источника, предназначенного для генерации сфокусированных непрерывных электронных пучков в форвакуумной области давлений. Продемонстрирована возможность применения такого электронного источника для обработки высокотемпературных диэлектриков.

### 4.1. Конструкция форвакуумного плазменного источника электронов

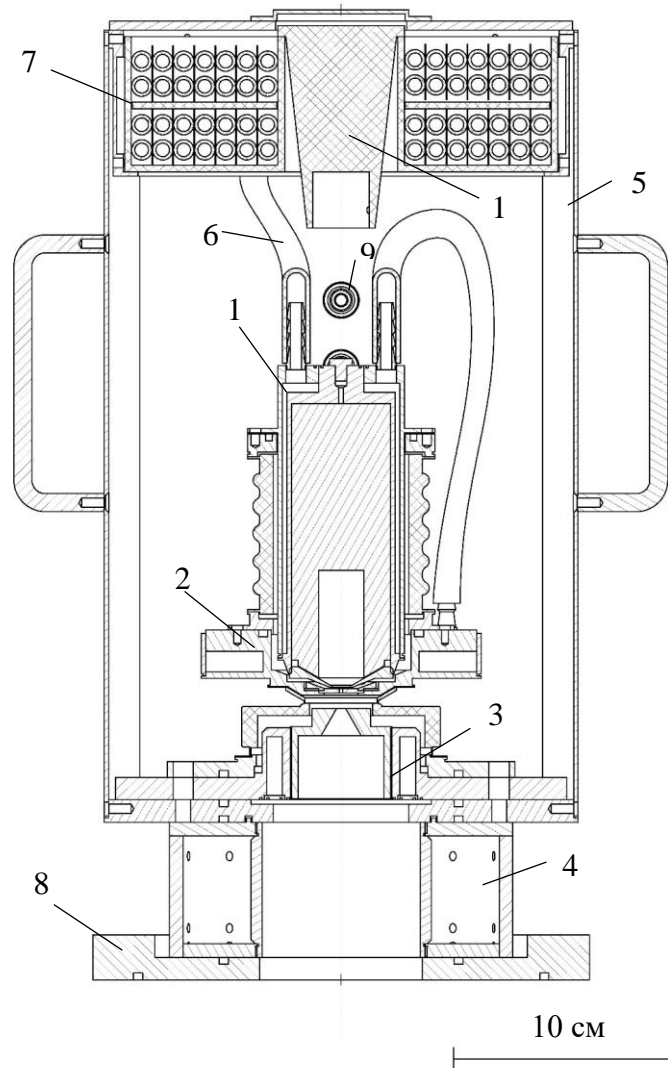
Конструкция опытного образца форвакуумного плазменного источника электронов, предназначенного для генерации сфокусированных непрерывных пучков, представлена на рис. 4.1. Внешний вид источника представлен на рис. 4.2.

Форвакуумный плазменный источник выполнен в едином конструктивном исполнении и включает три функциональных электрода (конструктивных узлов): катод 1, анод 2 и экстрактор 3, а также одну из катушек двойной фокусирующей системы 4, защитный корпус 5 и систему водяного охлаждения 6.

Корпус форвакуумного источника 5 выполнен из листовой стали толщиной 2 мм и предназначен для защиты персонала от рентгеновского излучения. Он имеет форму цилиндра диаметром 210 мм и высотой 350 мм. Для доступа к электродам источника корпус конструктивно разделен на два сегмента. Один из сегментов закреплен на основании 8 (нижнем фланце) источника и предназначен для крепления электрических вводов и вводов водяного охлаждения. Другой сегмент предназначен для обеспечения доступа к электродам источника и выполнен съемным (на рис. 4.2 не показан). Основание форвакуумного источника 8 выполнено в виде стандартного фланца диаметром 220 мм. Для крепления источника к вакуумной камере во фланце имеются четыре отверстия диаметром 10 мм, расположенные диаметрально по окружности диаметром 200 мм. Подключение системы водяного охлаждения производится при помощи гибких водяных шлангов посредством двух штуцеров 9, расположенных в несъемном сегменте корпуса. Подключение высоковольтных кабелей от системы электрического питания к форвакуумному источнику электронов производится через специальный высоковольтный ввод (позиция 10 на рис. 4.1 и фото на рис. 4.3).

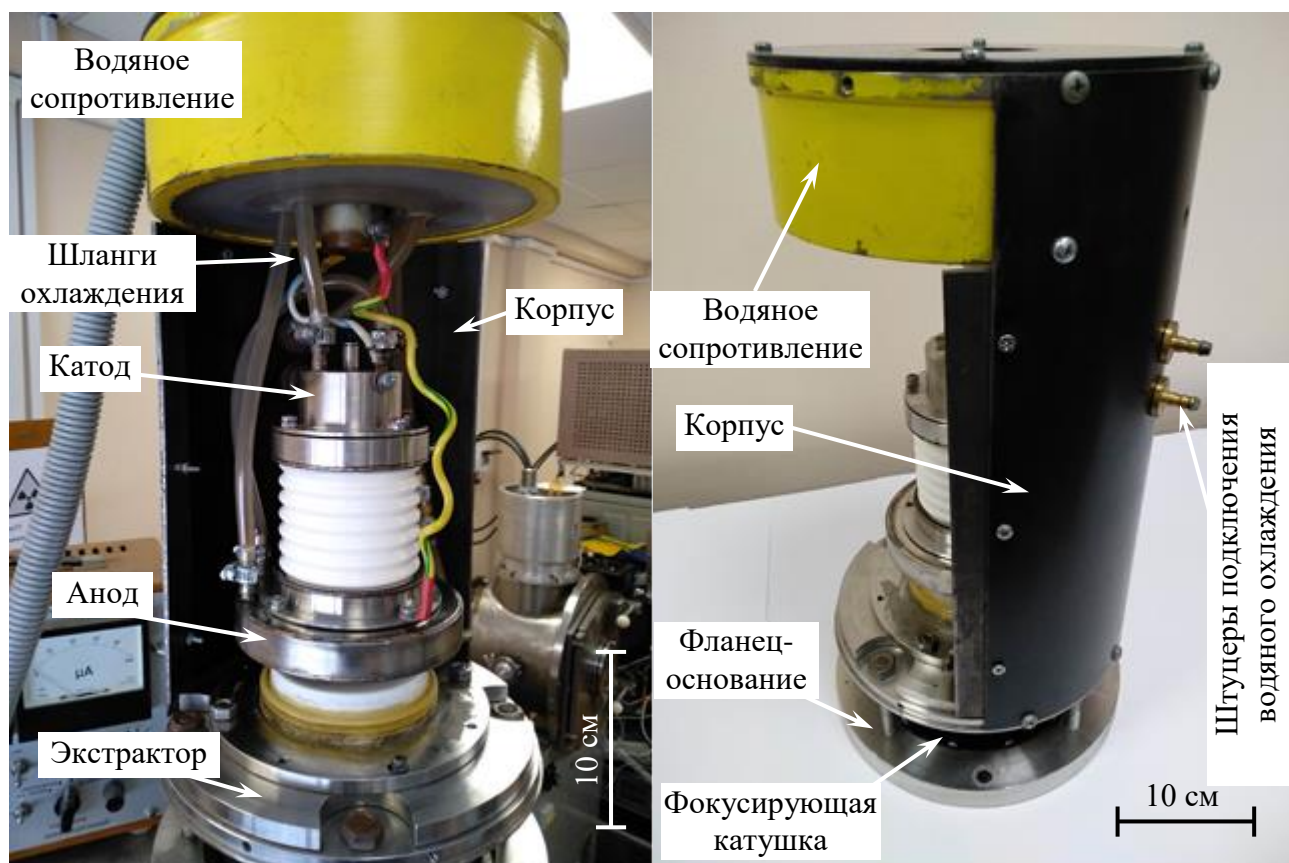
Для предотвращения электрического пробоя по потоку водяного охлаждения внутри силиконовой трубки с внутренним диаметром 6 мм в верхней части электронного источника

расположен блок водяного сопротивления (позиция 7 на рис. 4.1, более детальное изображение на рис.4.4.).

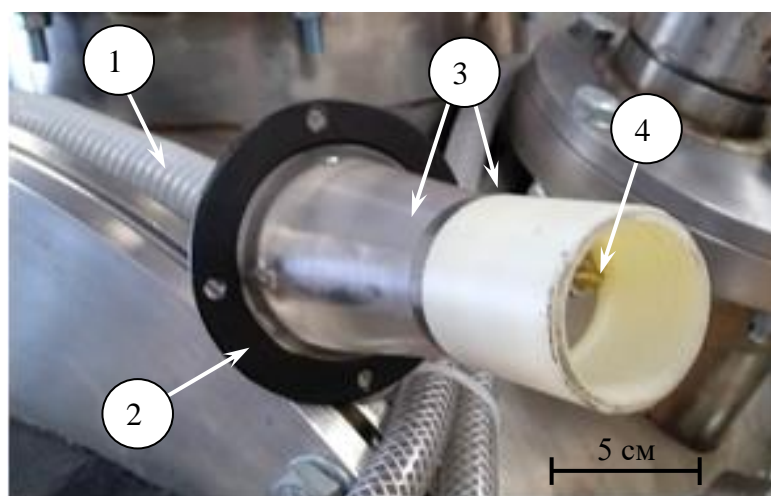


**Рисунок 4.1** – Форвакуумный плазменный источник сфокусированного непрерывного пучка электронов: 1 – катод; 2 – анод; 3 – экстрактор; 4 – корпус фокусирующей катушки; 5 – защитный корпус; 6 – шланги водяного охлаждения, 7 – водяное сопротивление; 8 – фланец-основание; 9 – штуцеры для подключения водяного охлаждения; 10 – изолятор, предназначенный для подключения кабелей электропитания

Электрическая прочность водяного сопротивления обеспечивается с соответствующим выбором длины силиконовой трубки (~6 м), компактно намотанной в виде спирали (позиция 1 на рис. 4.4) внутри цилиндрического капролонового изолятора, имеющего два яруса. Витки спирали конструктивно разделены между собой при помощи специальных изоляционных прокладок.



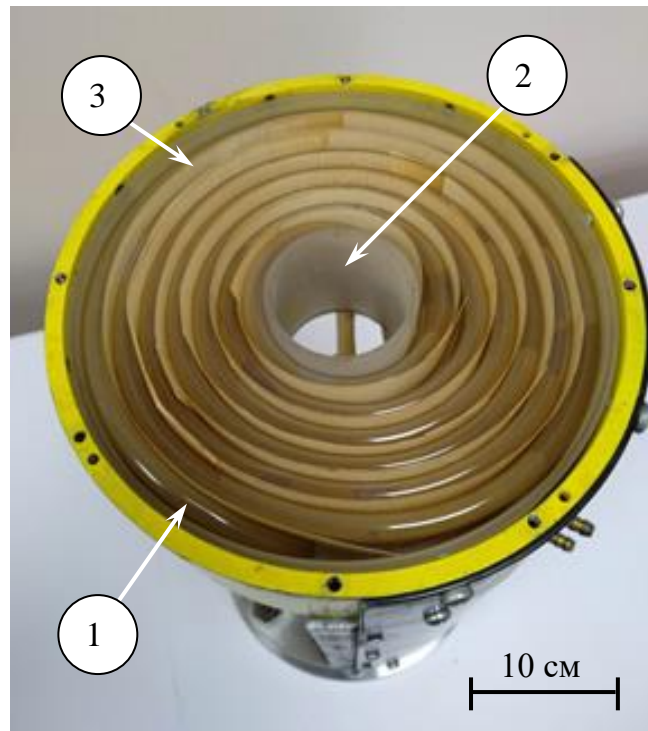
**Рисунок 4.2** – Общий вид форвакуумного плазменного источника электронов



**Рисунок 4.3** – Изолятор кабельного ввода: 1 – высоковольтный кабель; 2 – диск изолятора для крепления к крышке форвакуумного источника; 3 – изоляторы; 4 – токоввод

Конструкция катодного узла и его внешний вид представлены на рис. 4.5 и 4.6 соответственно. Для удобства замены элементов катодный узел выполнен разборным из трех частей: высоковольтного керамического изолятора 1, полого катода 2 и сужающей выходную апертуру полости вставку 3. Керамический изолятор 1 имеет высоту 70 мм, внутренний диаметр 60 мм и является несущим элементом катодного узла. Он предназначен для

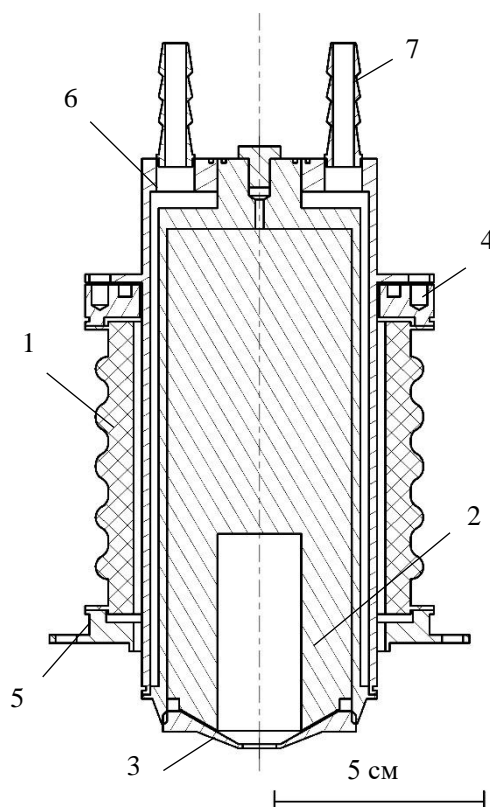
электрического разделения катодной полости и анода. Для увеличения электрической прочности внешняя часть изолятора имеет развитую волнистую форму.



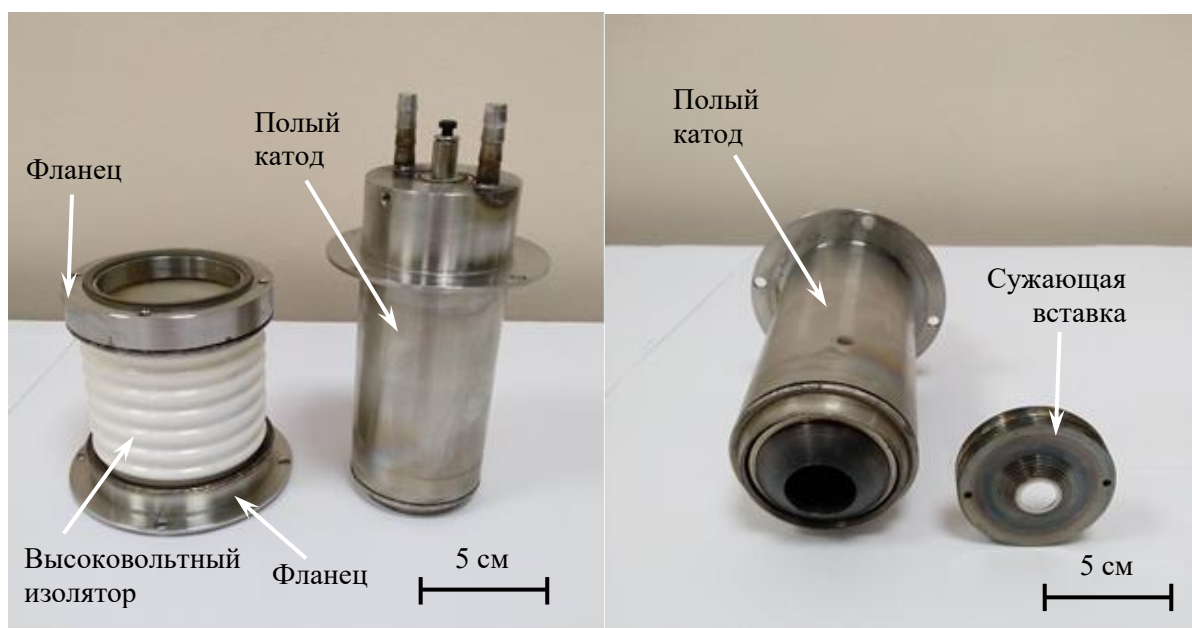
**Рисунок 4.4** – Водяное сопротивление (вид сверху со снятой крышкой): 1 – силиконовая трубка; 2 – капролоновый изолятор; 3 – изоляционные прокладки

Нижний и верхний торцы изолятора припаяны к специальным манжетам из нержавеющей стали, к которым, в свою очередь, приварены фланцы для крепления изолятора к аноду и катоду посредством винтов. Цилиндрический полый катод 2 также выполнен из нержавеющей стали. Его оптимальные размеры – внутренний диаметр 20 мм и протяженность 40 мм – выбраны на основании исследований, результаты которых представлены в разделе 3.1. Стенки катодной полости охлаждаются проточной водой через водяную рубашку, подключение которой производится посредством двух штуцеров в верхней части полости. В нижней внутренней части катодной полости выполнено резьбовое соединение для установки сужающей вставки 3. Вставка 3 также выполнена из нержавеющей стали и имеет форму усеченного конуса с отверстием, диаметр которого, как показано в разделе 3.1, выбран минимально возможным для стабильного функционирования разряда (8 мм). Сужающая вставка 3 устанавливается таким образом, чтобы расстояние между ее нижним торцом и поверхностью пластины эмиссионного электрода составляло 1 мм.





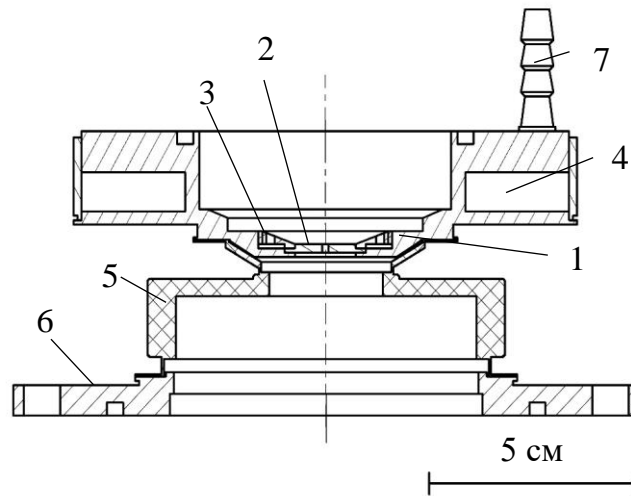
**Рисунок 4.5** – Катодный узел форвакуумного электронного источника: 1 – высоковольтный керамический изолятор; 2 – полый катод; 3 – вставка, сужающая выходную апертуру катодной полости; 4 – фланец крепления изолятора к катоду; 5 – фланец крепления катодного узла к аноду; 6 – рубашка охлаждения; 7 – штуцер для подключения водяных шлангов



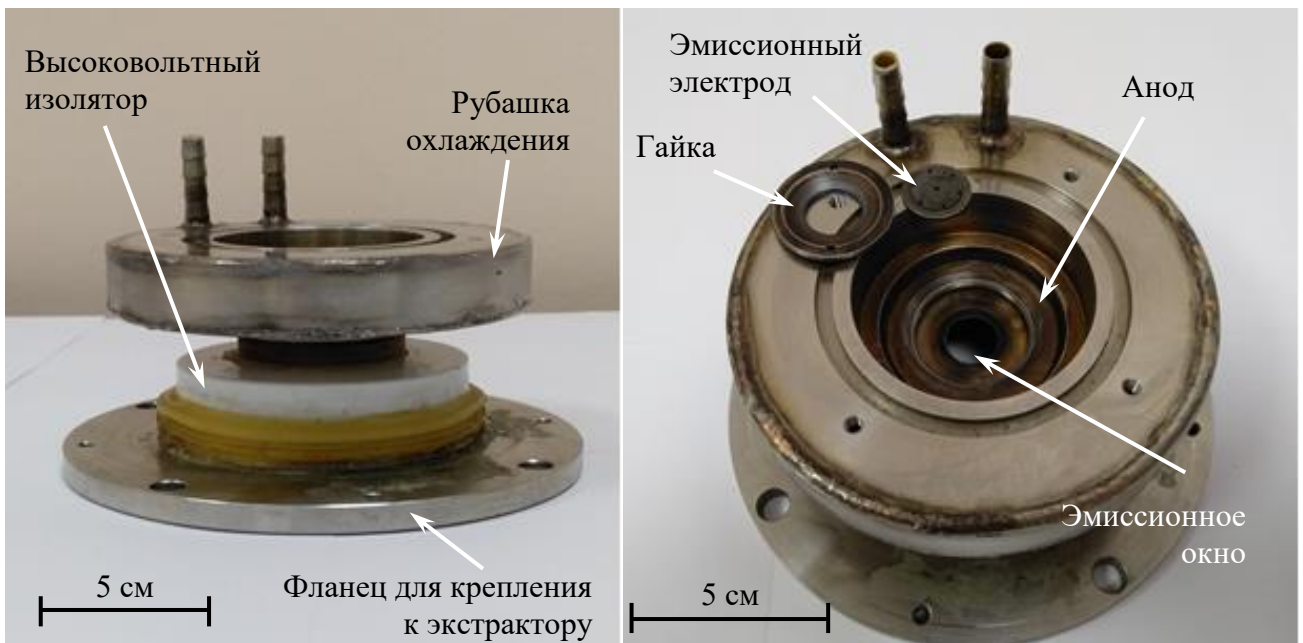
**Рисунок 4.6** – Внешний вид катодного узла форвакуумного плазменного электронного источника



Конструкция анодного узла форвакуумного источника и его внешний вид представлены на рис. 4.7 и 4.8 соответственно.



**Рисунок 4.7** – Анодный узел форвакуумного плазменного электронного источника: 1 – анод; 2 – эмиссионный электрод; 3 – гайка для крепления эмиссионного электрода; 4 – рубашка охлаждения; 5 – высоковольтный металлокерамический изолятор; 6 – фланец крепления анодного узла к экстрактору; 7 – штуцер для подключения водяных шлангов

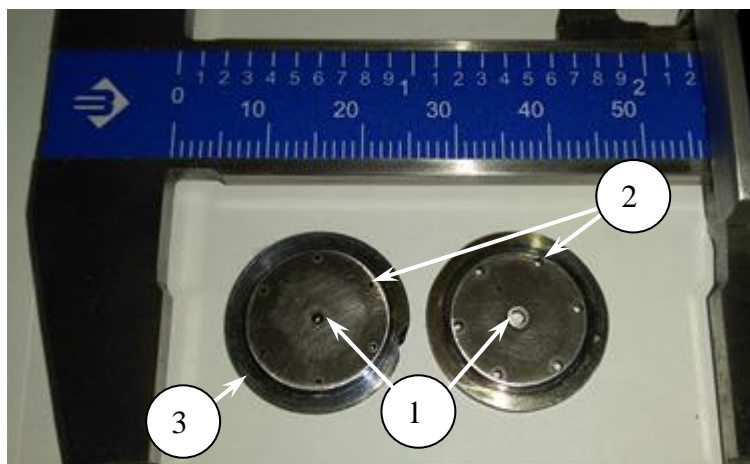


**Рисунок 4.8** – Внешний вид анодного узла

Центральная часть анода 1 изготовлена из нержавеющей стали. Она выполнена плоской и имеет эмиссионное окно для установки пластины эмиссионного электрода с необходимой конфигурацией эмиссионных отверстий 2 (фотографии пластин эмиссионного электрода представлены на рис. 4.9). Фиксация эмиссионного электрода производится при помощи гайки 3, изготовленной из нержавеющей стали. В периферийной части анода выполнена рубашка

охлаждения 4 с вмонтированными в нее штуцерами для подключения шлангов. Анод приварен к высоковольтному металлокерамическому изолятору 5 через манжету из нержавеющей стали. Форма и геометрические размеры высоковольтного изолятора выбраны таким образом, чтобы предотвращать возможность возникновения пробоя в периферийной области ускоряющего промежутка по так называемым «длинным путям». Для крепления анодного узла нижний торец керамического изолятора приварен к фланцу 6. Для повышения электрической прочности вплоть до 30 кВ места пайки манжет с керамическим изолятором дополнительно закрыты эпоксидной смолой с развитой внешней поверхностью.

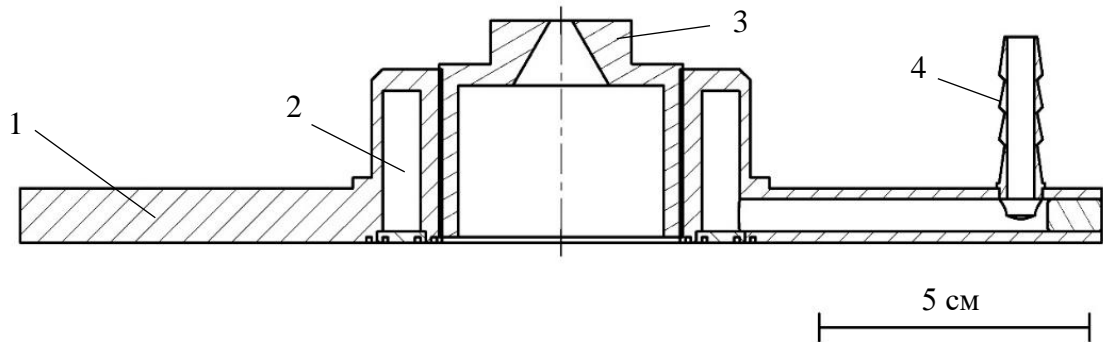
Эмиссионный электрод (рис. 4.9) также выполнен из нержавеющей стали толщиной 2 мм. Его размеры оптимизированы на основании специально проведенных исследований, результаты которых представлены в разделе 3.2. В зависимости от целей применения и требуемых параметров электронного пучка диаметр центрального эмиссионного канала 1 может варьироваться в пределах от 0,7 до 1,5 мм. На периферийной поверхности эмиссионного электрода выполнены шесть дополнительных отверстий 2 диаметром 0,8 мм. Отверстия предназначены для более быстрого выравнивания давления между разрядной областью и областью ускоряющего промежутка в процессе вакуумной откачки. Для фиксирования пластины эмиссионного электрода в аноде она имеет кромку 3 специальной формы.



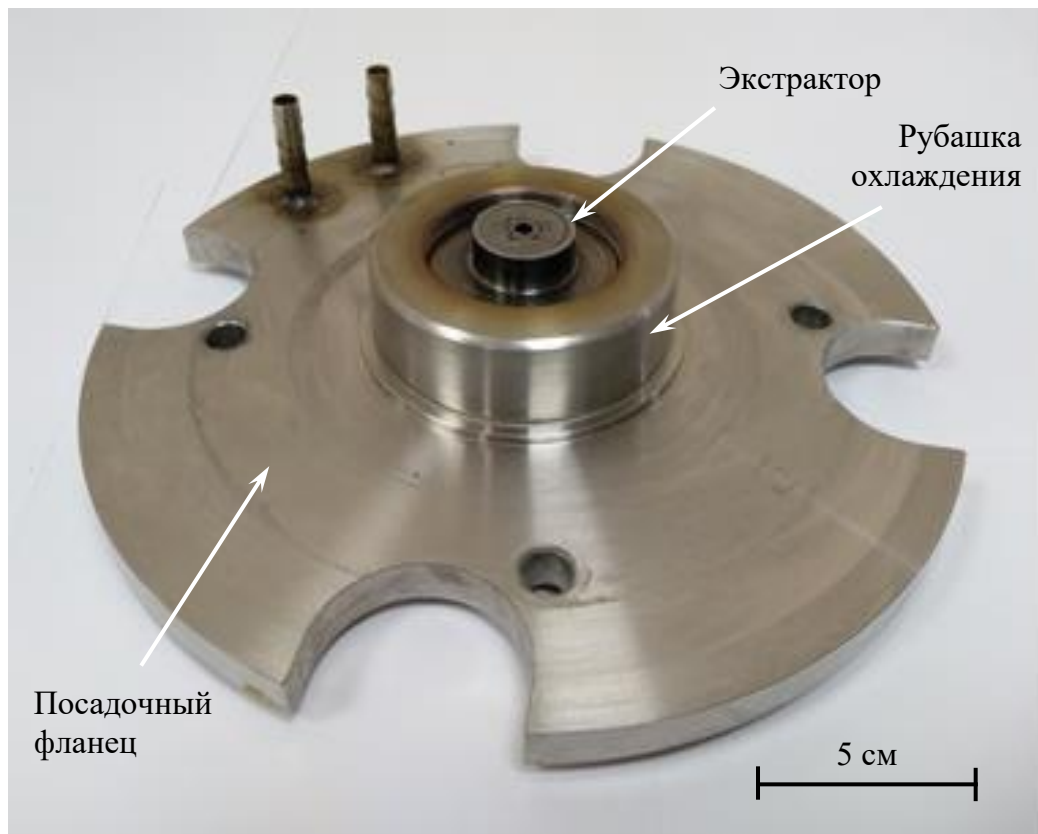
**Рисунок 4.9** – Пластины эмиссионного электрода с центральным эмиссионным каналом: эмиссионный канал; 2 – откачные отверстия; 3 – кромка для фиксации

Конструкция и внешний вид экстракторного узла форвакуумного источника электронов представлены на рис. 4.10 и 4.11 соответственно. Он включает в себя фланец 1 с рубашкой водяного охлаждения 2 и вставку-экстрактор 3. Фиксация экстрактора во фланце осуществляется с помощью резьбового соединения. Верхняя часть экстрактора имеет цилиндрическую форму, зазор между которой и высоковольтным изолятором (рис. 4.5 позиция 1) выбран для обеспечения электрической прочности ускоряющего промежутка при

напряжении до 30 кВ (раздел 3.2.3) и составляет 1,5 мм. Для прохождения электронного пучка в экстракторе выполнено отверстие конической формы. При этом оптимальный диаметр этого отверстия на верхнем торце экстрактора (4 мм) выбран на основании результатов исследований, результаты которых представлены в разделе 3.2.3.



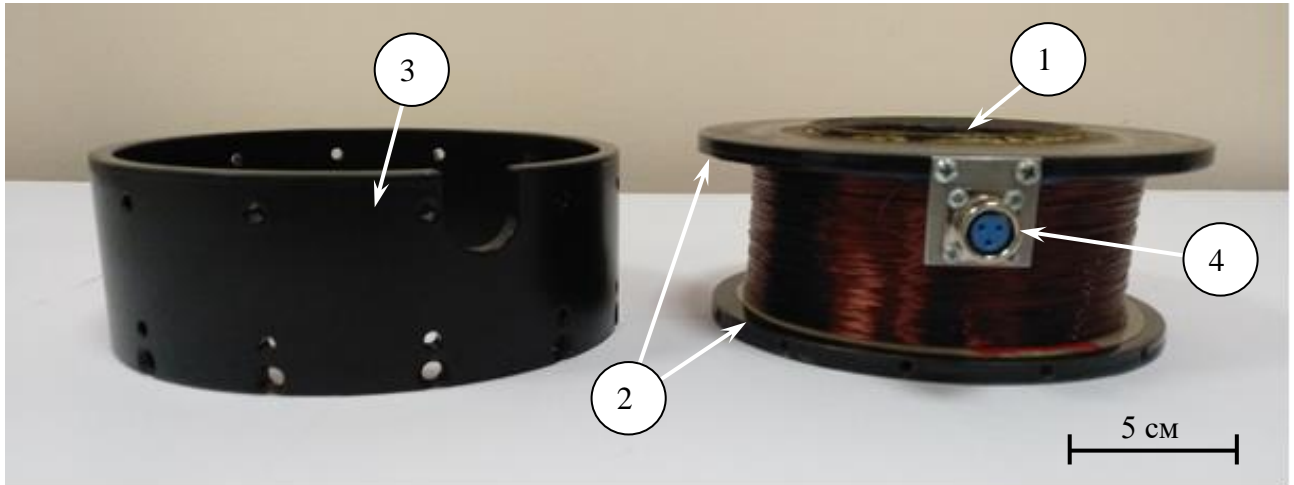
**Рисунок 4.10** – Экстракторный узел форвакуумного плазменного источника электронов:  
1 – посадочный фланец; 2 – рубашка охлаждения; 3 – экстрактор; 4 – штуцер для подключения водяных шлангов



**Рисунок 4.11** – Внешний вид экстракторного узла форвакуумного источника

Непосредственно за экстракторным узлом располагается одна из фокусирующих катушек (рис. 4.12) двойной магнитной фокусирующей системы. Катушка 1 состоит из четырех

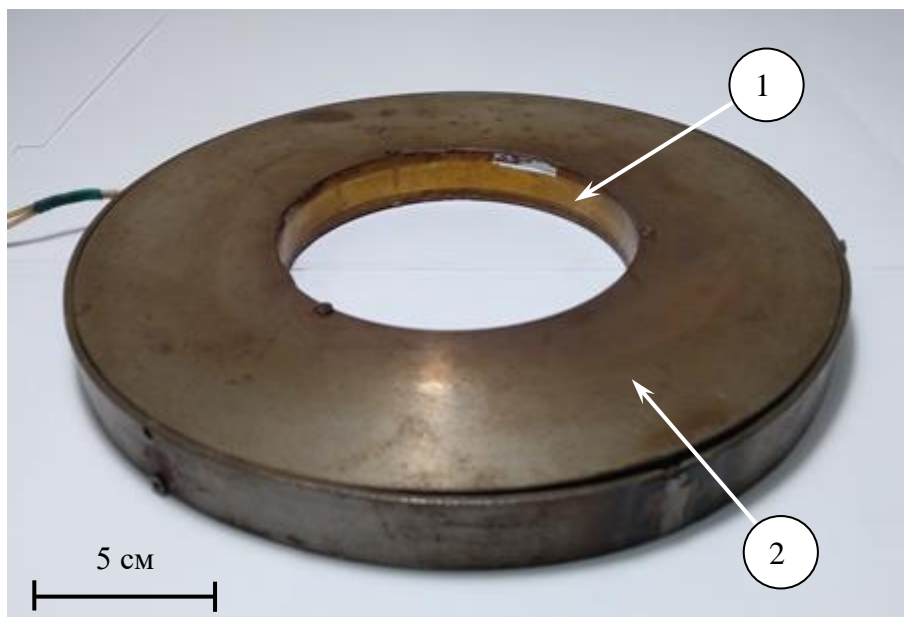
частей: внутренней медной трубы 1 высотой 50 мм и диаметром 70 мм, верхнего и нижнего диска 2, а также наружного кожуха 3.



**Рисунок 4.12** –Фокусирующая катушка 1: 1 – внутренняя медная труба; 2 – верхний и нижний диски; 3 – наружный кожух; 4 – разъем для подключения

Детали катушки 2 и 3 выполнены из магнитной стали и образуют магнитный экран фокусирующей катушки. Верхний и нижний диски 2 соединены с внутренней медной трубой 1 посредством пайки и обеспечивают вакуумную герметичность. Для охлаждения витков катушки воздушным потоком в наружном кожухе выполнены отверстия. Подключение катушки к управляющему источнику питания производится при помощи стандартного разъема 4.

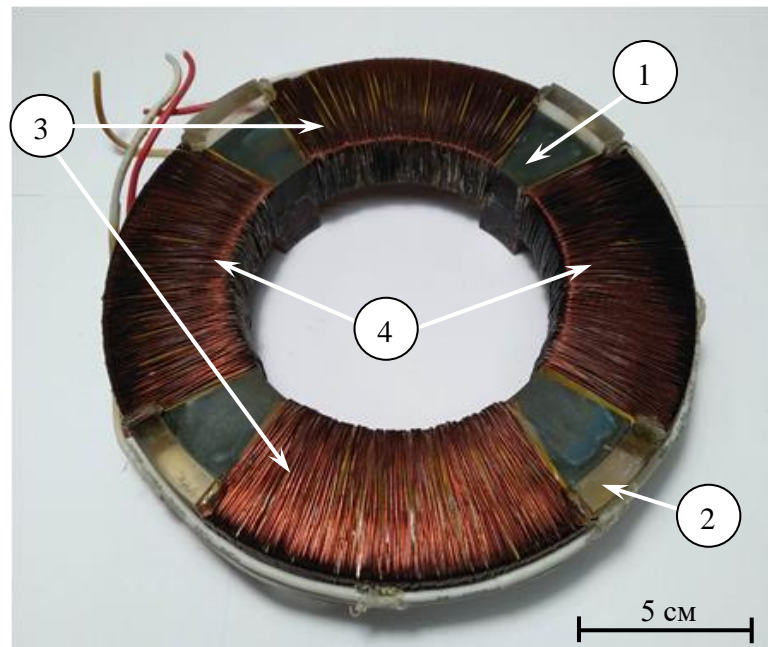
Вторая катушка двойной магнитной фокусирующей системы представлена на рис. 4.13.



**Рисунок 4.13** –Фокусирующая катушка 2: 1 – внутренняя латунная вставка, образующая немагнитный зазор; 2 – магнитная броня

Высота этой катушки составляет 30 мм. Магнитный зазор обеспечен внутренней латунной вставкой *1* диаметром 100 мм. Снаружи катушка *2* закрыта магнитной стальной броней. При питании катушек *1* и *2* током до 500 мА индукция магнитного поля в центре катушек на оси составляет до 20 мТл. Катушка фиксируется внутри вакуумной камеры при помощи специального держателя соосно форвакуумному источнику таким образом, что расстояние между основной катушкой и плоскостью коллектора составляет 250 мм. Размеры и положение этой фокусирующей катушки выбраны на основе результатов исследований процессов двойной магнитной фокусировки электронного пучка, представленных в разделе 3.2.5.

Отклонение сфокусированного электронного пучка производится при помощи магнитной системы (рис. 4.14), расположенной непосредственно за фокусирующей катушкой *2*.



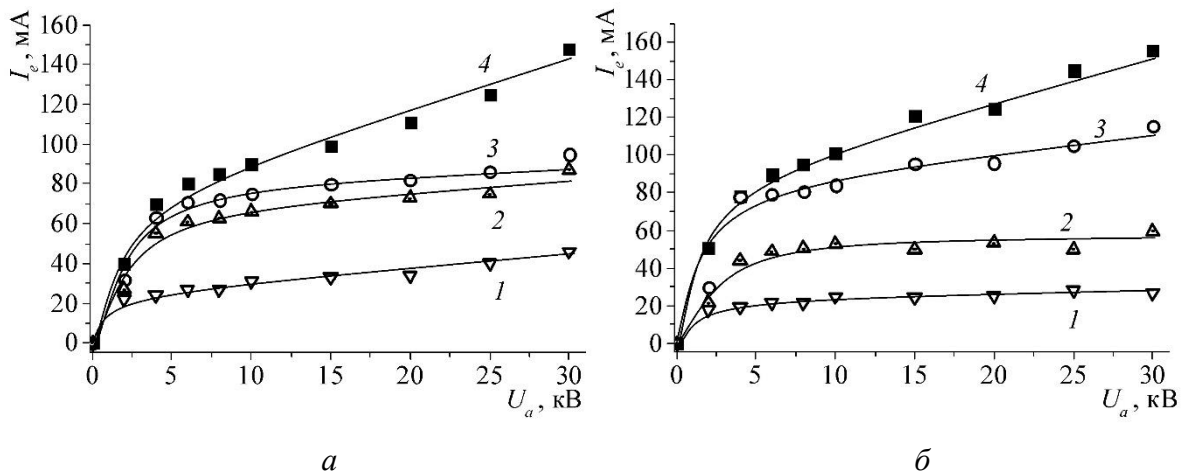
**Рисунок 4.14** – Отклоняющая система: *1* – тороидальный ферритовый сердечник; *2* – каркас из оргстекла; *3*, *4* – две пары катушек для отклонения пучка во взаимно перпендикулярных направлениях

Отклоняющая система представляет из себя тороидальный ферритовый сердечник *1*, при помощи специального каркаса из оргстекла *2* разделенный на четыре сегмента. На каждый сегмент намотаны катушки, содержащие по 200 витков, создающие в центре катушки магнитное поле порядка  $10^{-4}$  Тл. Две противоположно расположенные катушки соединены последовательно, и они обеспечивают отклонение по одной из координат в плоскости развертки электронного пучка. Использование малого количества витков катушек и ферритового

сердечника обеспечивает высокое быстродействие и точность позиционирования электронного пучка.

#### 4.2 Характеристики и параметры источника электронов

Вольтамперные характеристики форвакуумного плазменного источника электронов (зависимость тока эмиссии электронов  $I_e$  от ускоряющего напряжения  $U_a$ ) для гелия и воздуха при диаметре эмиссионного канала  $D_{em} = 1,5$  мм представлены на рис. 4.15. Как можно видеть на рис. 4.15, ВАХ содержит начальный участок резкого роста тока. В пределах ускоряющего напряжения 2-4 кВ происходит существенный рост тока эмиссии, далее рост замедляется и наблюдается тенденция к насыщению (кривые 1, 2 на рис. 4.15). Такой вид ВАХ характерен для плазменных электронных источников [10] и подтверждает наличие ускоренного электронного пучка. Однако в отличие от плазменных источников, функционирующих в традиционной области давлений, на участке насыщения при  $U_a > 4$  кВ увеличение ускоряющего напряжения приводит к дальнейшему росту тока эмиссии, что особенно заметно при повышенном давлении рабочего газа и токе разряда (кривые 3, 4 на рис. 4.15). Так, на кривой 4 на рис. 4.15 при  $p = 30$  Па и  $I_d = 1$  А по мере увеличения ускоряющего напряжения  $U_a$  с 4 до 30 кВ ток эмиссии  $I_e$  возрастает с 70 до 150 мА (примерно в два раза). Для воздуха также наблюдается двукратный рост тока эмиссии при указанных параметрах:  $I_e$  растет с 80 до 160 мА (кривая 4 на рис. 4.15 б). Указанный рост тока эмиссии на участке насыщения связан с особенностями функционирования плазменного источника в форвакуумной области давлений, а именно с изменением параметров эмиссионной плазмы при наличии обратного ионного потока из ускоряющего промежутка [30, 34].



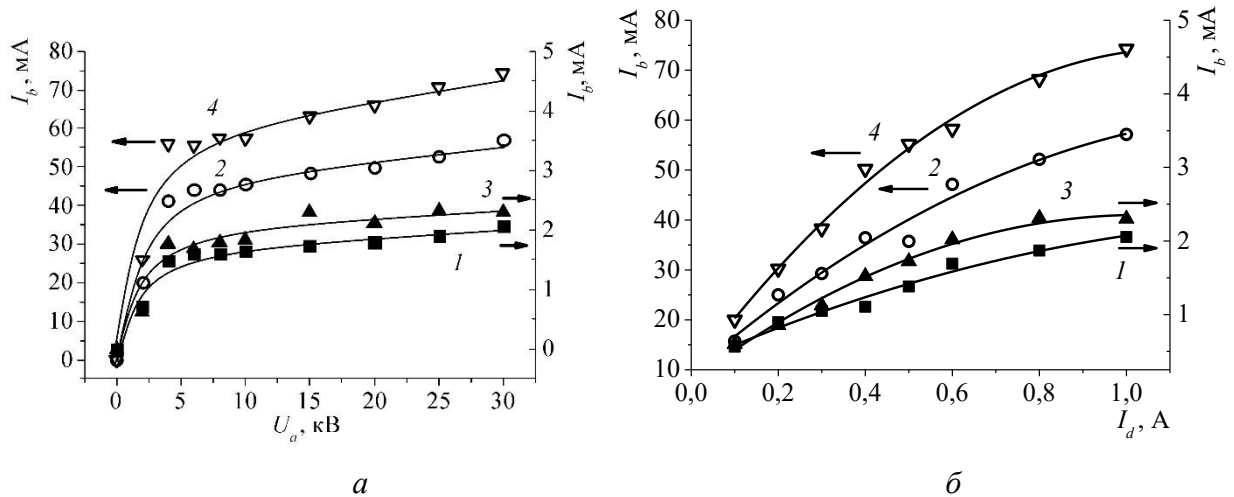
**Рисунок 4.15** – Вольтамперные характеристики форвакуумного источника  $I_e(U_a)$  при различных токах разряда  $I_d$  давлениях  $p$  рабочего газа (а – гелий; б – воздух): 1 –  $p = 10$  Па,  $I_d = 0,5$  А; 2 –  $p = 30$  Па,  $I_d = 0,5$  А; 3 –  $p = 10$  Па,  $I_d = 1$  А; 4 –  $p = 30$  Па,  $I_d = 1$  А



Сформированный электронный пучок фокусируется магнитной системой из двух катушек (рис. 2.5). На основе представленных в разделе 3.2.5 результатов исследований производится выбор режимов фокусирующей системы: величина индукции магнитного поля в центре дополнительной катушки №1 устанавливалась  $B_{ac} = 15,5$  мТл. Магнитное поле основной катушки №2 выбиралось таким образом, чтобы обеспечить положение фокальной плоскости в плоскости коллектора, и составляло в центре катушки величину порядка  $B_{mc} = 10$  мТл.

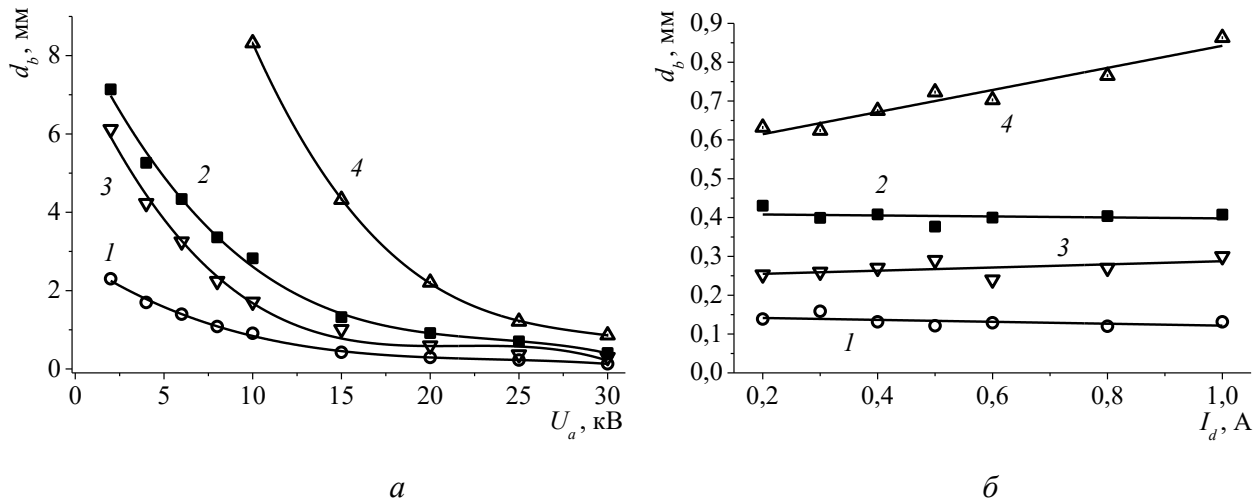
Зависимости тока пучка на коллекторе  $I_b$  от ускоряющего напряжения  $U_a$  и тока разряда  $I_d$  представлены на рис. 4.16. Увеличение ускоряющего напряжения  $U_a$  приводит к резкому росту тока пучка  $I_b$  на начальном участке зависимости, после чего степень роста значительно снижается при  $U_a > 4$  кВ. Увеличение давления  $p$  с 10 до 30 Па приводит к увеличению тока пучка на величину более 15 мА при диаметре эмиссионного канала  $D_{em} = 1,5$  мм (кривые 2 и 4 на рис. 4.16 а). При  $D_{em} = 0,7$  мм при подобном росте давления ток пучка практически не изменяется (кривые 1 и 3 на рис. 4.16 б).

Из представленных на рис. 4.16 б зависимостей  $I_b(I_d)$  видно, что ток пучка  $I_b$  монотонно растет по мере увеличения тока разряда  $I_d$ . Однако в отличие от линейного роста концентрации плазмы на рис. 3.2, крутизна кривой  $I_b(I_d)$ , а также эффективность извлечения уменьшаются по мере увеличения тока разряда  $I_d$ . Разрядный ток  $I_d$  в интервале 0,1-1 А позволяет осуществлять управление током пучка  $I_b$  в пределах 70 % от его максимального значения.



**Рисунок 4.16** – Зависимости тока электронного пучка  $I_b$  от ускоряющего напряжения (а) и тока разряда (б) при различных давлениях  $p$  рабочего газа (гелия) и диаметрах эмиссионного канала  $D_{em}$  (гелий; а – ток разряда  $I_d = 1$  А; б – ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ): 1 –  $p = 10$  Па,  $D_{em} = 0,7$  мм; 2 –  $p = 10$  Па,  $D_{em} = 1,5$  мм; 3 –  $p = 30$  Па,  $D_{em} = 0,7$  мм; 4 –  $p = 30$  Па,  $D_{em} = 1,5$  мм

Зависимости диаметра электронного пучка в кроссовере от ускоряющего напряжения и тока пучка представлены на рис. 4.17.

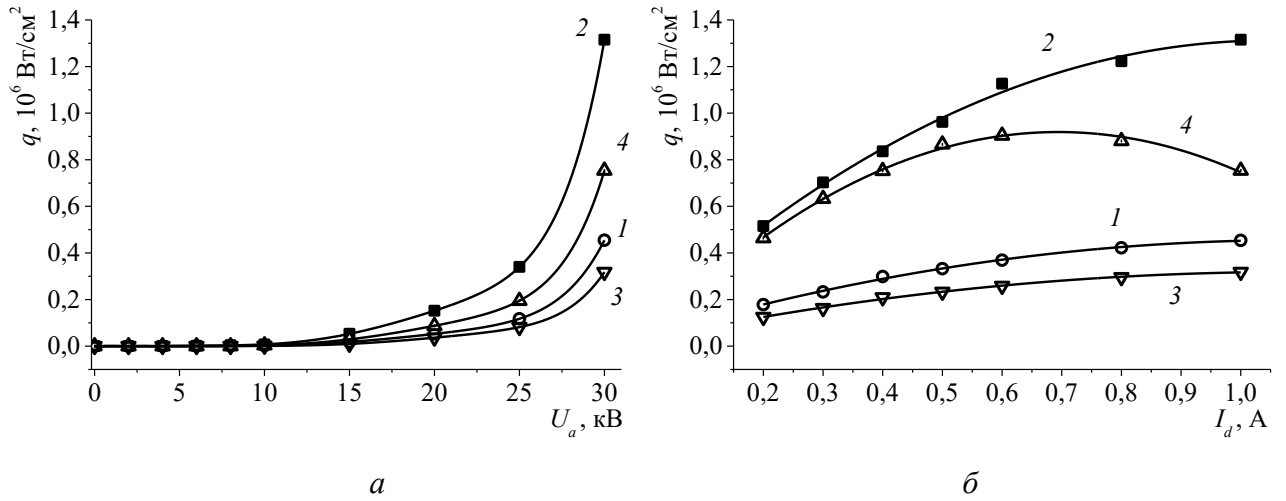


**Рисунок 4.17** – Зависимости диаметра электронного пучка  $d_b$  от ускоряющего напряжения  $U_a$  (а) и тока разряда  $I_d$  (б) при различных давлениях  $p$  рабочего газа (гелия) и диаметрах эмиссионного канала  $D_{em}$  (гелий; а – ток разряда  $I_d = 1$  А; б – ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ): 1 –  $p = 10$  Па,  $D_{em} = 0,7$  мм; 2 –  $p = 10$  Па,  $D_{em} = 1,5$  мм; 3 –  $p = 30$  Па,  $D_{em} = 0,7$  мм; 4 –  $p = 30$  Па,  $D_{em} = 1,5$  мм

Как видно из рис. 4.17 а, диаметр электронного пучка  $d_b$  резко уменьшается по мере увеличения ускоряющего напряжения  $U_a$ . В связи с этим эффективная фокусировка электронного пучка с диаметром менее 1 мм обеспечивается лишь при ускоряющем напряжении  $U_a$  свыше 20 кВ. При изменении тока разряда  $I_d$  при давлении  $p = 10$  Па (кривая 1,2 на рис. 4.17 б) и диаметре эмиссионного канала  $D_{em} = 0,7$  мм (кривая 1,3 на рис. 4.17 б) диаметр пучка  $d_b$  остается постоянным. При  $p = 10$  Па и  $D_{em} = 0,7$  мм наблюдается линейный рост  $d_b$  при увеличении  $I_d$  (кривая 4 на рис. 4.17 б), связанный с изменением условий магнитной фокусировки из-за смещения эмиссионной плазменной границы. Также на рис. 4.17 б видно, что наименьший диаметр пучка  $d_b = 0,15$  мм обеспечивается при давлении  $p = 10$  Па и диаметре эмиссионного канала  $D_{em} = 0,7$  мм (кривая 1 на рис. 4.17). При увеличении давления до  $p = 30$  Па диаметр пучка возрастает до  $d_b = 0,25$  мм из-за увеличения интенсивности рассеяния электронов на молекулах рабочего газа. При диаметре эмиссионного канала  $D_{em} = 0,7$  мм наименьший диаметр составляет  $d_b = 0,4$  мм при давлении  $p = 10$  Па.

Влияние ускоряющего напряжения и тока разряда на достижение максимальной плотности мощности электронного пучка продемонстрировано на рис. 4.18.



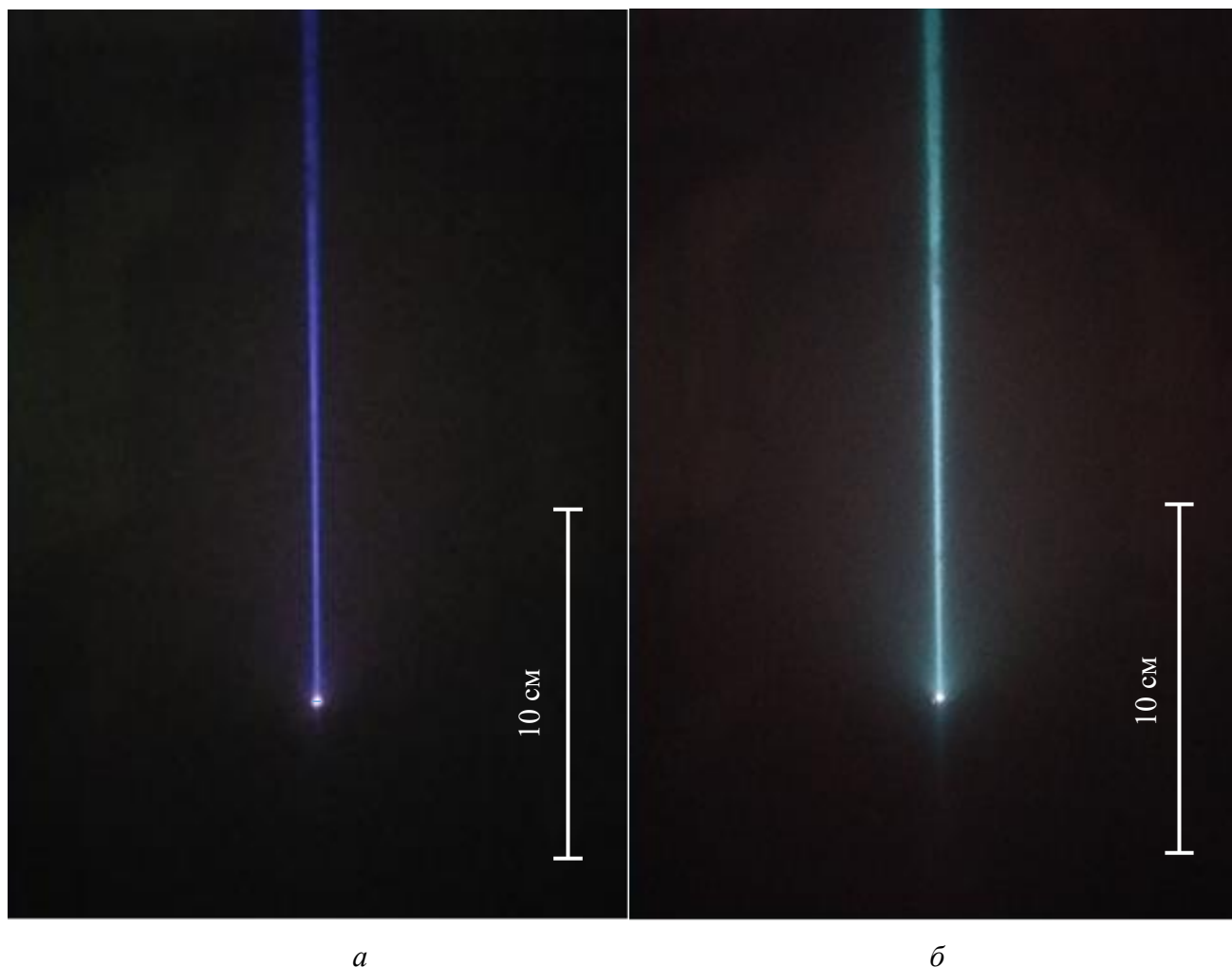


**Рисунок 4.18** – Зависимости плотности мощности электронного пучка  $q$  от ускоряющего напряжения  $U_a$  (а) и тока разряда  $I_d$  (б) при различных давлениях  $p$  рабочего газа (гелия) и диаметрах эмиссионного канала  $D_{em}$  (гелий; а – ток разряда  $I_d = 1$  А; б – ускоряющее напряжение  $U_a = 30$  кВ): 1 –  $p = 10$  Па,  $D_{em} = 0,7$  мм; 2 –  $p = 10$  Па,  $D_{em} = 1,5$  мм; 3 –  $p = 30$  Па,  $D_{em} = 0,7$  мм; 4 –  $p = 30$  Па,  $D_{em} = 1,5$  мм

Увеличение ускоряющего напряжения  $U_a$  вызывает крутой рост плотности мощности пучка  $q$  при напряжениях свыше 15 кВ (рис. 4.18 а). К этому приводит как возрастание энергии электронов, так и повышение плотности тока пучка в кроссовере при увеличении тока пучка (рис. 4.16 а), а также уменьшение диаметра пучка (рис. 4.17 а). Увеличение тока  $I_d$  разряда при  $p = 10$  Па приводит к монотонному росту плотности мощности  $q$  (рис. 4.18 б кривые 1,2). Так, при диаметре эмиссионного канала  $D_{em} = 1,5$  мм обеспечивается максимальная плотность мощности электронного пучка  $q = 1,3 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 2) при диаметре пучка  $d_b = 0,4$  мм. При этом для  $D_{em} = 0,7$  мм, при котором обеспечивается режим с минимальным диаметром пучка  $d_b = 0,15$  мм, плотность мощности меньше и достигает значения  $q = 0,4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 2 на рис. 4.18 б). Однако данный уровень плотности мощности также является достаточным для некоторых применений. Увеличение давления  $p$  приводит к падению плотности мощности  $q$  (кривые 3 и 4 на рис. 4.18 б) из-за роста диаметра пучка. При  $D_{em} = 0,7$  мм это приводит лишь к абсолютному уменьшению  $q$  (кривая 3 на рис. 4.18 б), в то время как при  $D_{em} = 1,5$  мм наблюдается появление спадающего участка при  $I_d > 0,6$  А (кривая 2 на рис. 4.18 б).

Для рабочего газа воздуха характер зависимостей параметров пучка от ускоряющего напряжения, тока разряда, давления газа и диаметра электронного пучка аналогичен представленным на рисунках 4.16 – 4.18 зависимостям, полученным при использовании в качестве рабочего газа гелия. В отличие от гелия максимальная плотность мощности электронного пучка для воздуха составляет  $q = 1,4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> при давлении  $p = 4$  Па и диаметре

эмиссионного канала  $D_{em} = 1,5$  мм, в то время как рост диаметра пучка и появление спадающего участка на зависимости плотности мощности пучка по мере увеличения тока разряда (кривая 4 на рис. 4.17 б и 4.18 б) проявляются уже при увеличении давления до  $p = 6$  Па. Фотографии свечения траектории сфокусированного электронного пучка на гелии и воздухе представлены на рис. 4.19. Основные рабочие параметры опытного образца форвакуумного источника, предназначенного для генерации сфокусированного электронного пучка, сведены в таблицу 4.1.



**Рисунок 4.19** – Фотографии свечения траектории сфокусированного электронного пучка: *a* – воздух,  $p = 4$  Па; *б* – гелий,  $p = 10$  Па.

**Таблица 4.1** – Рабочие параметры форвакуумного плазменного источника сфокусированного электронного пучка

Напряжение разряда	300-500 В		
Ток разряда	До 1 А		
Ускоряющее напряжение	До 30 кВ		
Рабочее давление	Гелий: 10-50 Па	Воздух: 4-8 Па	
Электропитание фокусирующих катушек	Постоянный ток до 0,5 А напряжением до 50 В		
Электропитание отклоняющей магнитной системы	Управляющий сигнал током до 1 А и напряжением до 10 В с максимальной скоростью изменения сигнала 10 А/с.		
Параметры электронного пучка при диаметре канала $D_{em} = 1,5$ мм	Ток пучка до 55 мА (Эффективность извлечения до 25 %)	Диаметр пучка 0,4 мм и более	Плотность мощности до $1,3 \cdot 10^6$ Вт/см <sup>2</sup>

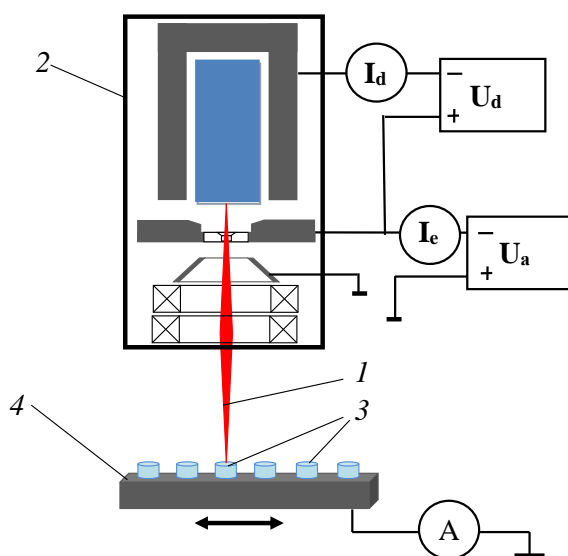
### 4.3. Некоторые применения сфокусированных электронных пучков в форвакуумной области давлений

#### 4.3.1 Электронно-лучевая резка высокотемпературных диэлектриков

Одним из наиболее перспективных применений электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником с достигнутыми в настоящей работе параметрами, является прецизионная резка (фрезеровка) диэлектриков, обладающих высокой температурой плавления – керамики и стекла. Используемые в настоящее время методы обработки керамики и стекла, такие как механическая или термическая обработка и лазерная резка, имеют определенные недостатки. Так, к примеру, механическая обработка часто приводит к появлению трещин или микротрещин в обрабатываемом материале, наличие которых снижает прочностные характеристики [89], в то время как оборудование контролируемого лазерного термического раскалывания может использоваться для резки пластин толщиной не более 3 мм [90]. Использование же электронного пучка для точечной локальной плавки и испарения материала диэлектрика не обладает вышеуказанными недостатками, так как непрерывный режим генерации и высокая мощность электронного пучка позволяют производить контролируемый прогрев всего образца, при котором не возникает температурных напряжений,

способных привести к механической деформации. В то же время высокая удельная мощность электронного пучка может обеспечивать эффективный процесс испарения на достаточно большой глубине. В связи с этим в ряде задач форвакуумный плазменный источник электронов может являться более эффективным инструментом для резки или фрезеровки высокотемпературных диэлектриков.

Исследования процесса фрезеровки кварцевого стекла сфокусированным электронным пучком, генерируемым форвакуумным источником, производились согласно схеме, представленной на рис. 4.20.

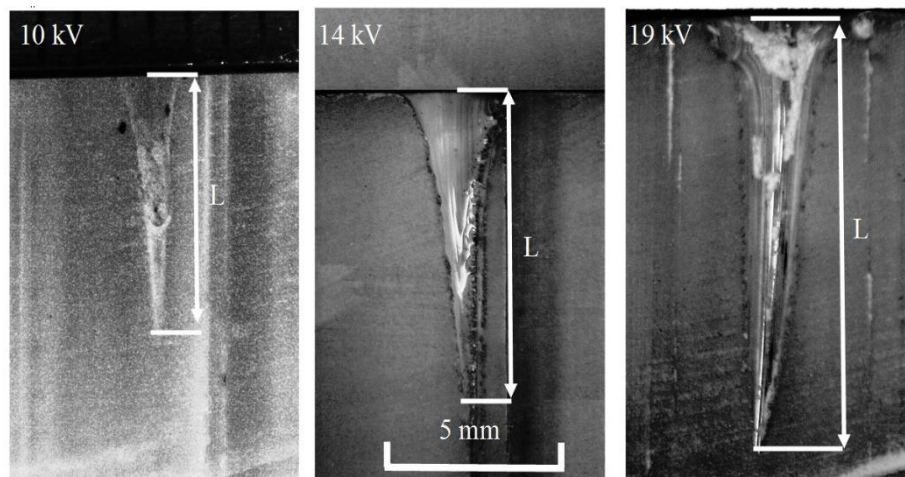


**Рисунок 4.20** – Схема эксперимента для измерения формы и глубины фрезеровки: 1 – электронный пучок, 2 – форвакуумный плазменный источник сфокусированного электронного пучка, 3 – облучаемые образцы кварцевого стекла, 4 – каретка системы перемещения

Формирование сфокусированного электронного пучка 1 осуществлялось форвакуумным плазменным источником электронов 2, конструкция и характеристики которого представлены в разделах 4.1 и 4.2. Для исследования глубины фрезеровки и формы отверстия использовались стержни из кварцевого стекла 3 диаметром 10 мм и длиной 30 мм. Применение подвижной каретки 4 позволяло осуществлять серию экспериментов в одном технологическом цикле. Для измерения формы отверстия и глубины фрезеровки время воздействия электронного пучка на образец устанавливалось в диапазоне от 10 до 60 секунд. В процессе одного воздействия ускоряющее напряжение не изменялось и составляло величину 10 - 30 кВ. Ток пучка во всех экспериментах оставался постоянным и равным 10 мА. Магнитное поле фокусирующей системы устанавливалось таким образом, чтобы кроссовер электронного пучка располагался на верхнем торце образцов. Диаметр электронного пучка при указанных параметрах составлял

величину менее одного миллиметра. В качестве рабочего газа использовался гелий при давлении 30 Па.

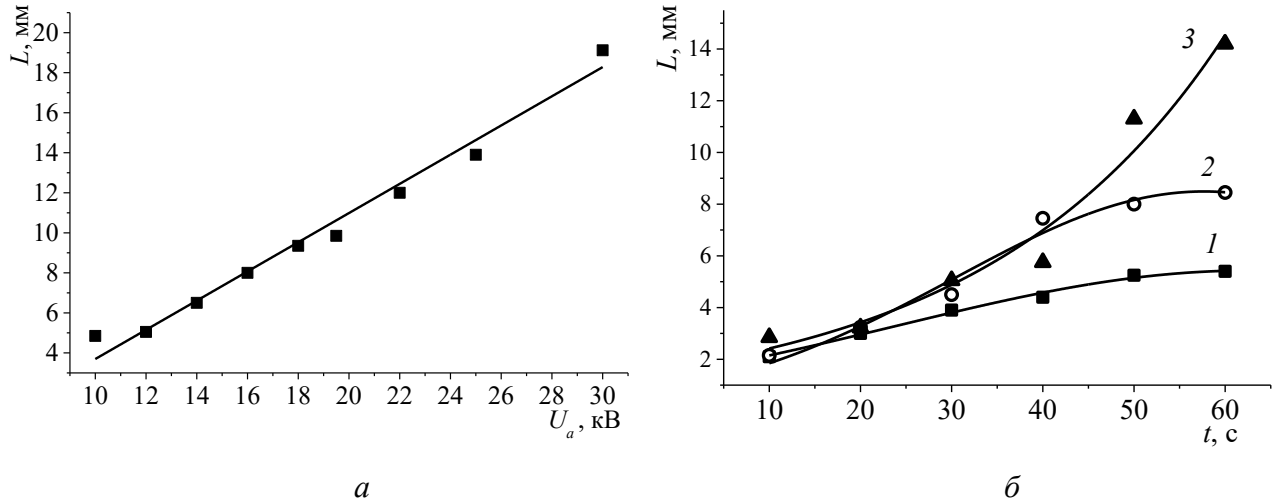
Эксперименты по электронно-лучевому воздействию на кварцевое стекло показали, что при ускоряющем напряжении свыше 10 кВ при образовании ванны расплава в месте облучения происходит интенсивное испарение материала. Это приводит к образованию кинжального проплава, т.е. капилляра, глубина которого в несколько раз превышает диаметр устья. Характерные формы образованных капилляров при различных ускоряющих напряжениях приведены на рис. 4.21.



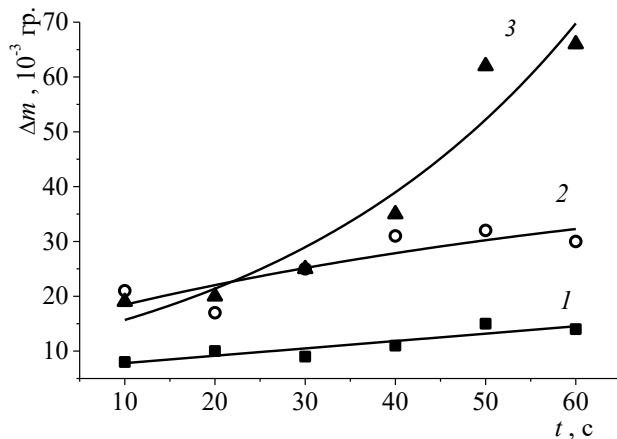
**Рисунок 4.21** – Срезы полученных углублений, время воздействия 50 с

Наблюдаемый интенсивный унос материала и образование кинжального проплава являются эффективным способом резки кварцевого стекла. Причем глубина фрезеровки с высокой точностью контролируется параметрами электронного пучка и временем облучения. Так, зависимость глубины фрезеровки от ускоряющего напряжения имеет практически линейный вид (Рис. 4.22 а). Влияние же времени облучения на глубину проплава имеет более сложный характер (Рис. 4.22 б). При времени облучения менее 30 секунд глубина фрезеровки растет и практически не зависит от ускоряющего напряжения. При дальнейшем увеличении времени обработки различия в глубине для разных ускоряющих напряжений лишь усиливаются. При этом для ускоряющего напряжения менее 14 кВ (кривые 1 и 2 на рис. 4.22 б) при облучении более 40 секунд скорость увеличения глубины фрезеровки снижается со временем.

На рисунке 4.23 представлены зависимости массы унесенного вещества от времени воздействия для различных ускоряющих напряжений. Видно, что характер этих зависимостей схож с представленными выше зависимостями глубины проплава от времени (рис. 4.22 б). Однако некоторые расхождения, в частности различие массы унесенного материала при постоянной глубине фрезеровки для ускоряющих напряжений 10 и 14 кВ, могут быть связаны с небольшим изменением диаметра электронного пучка.



**Рисунок 4.22** – Зависимость глубины фрезеровки  $L$  от параметров электронно-лучевого воздействия:  $a$  – от ускоряющего напряжения  $U_a$  при времени воздействия  $t = 40$  с;  $b$  – от времени воздействия  $t$  для разных ускоряющих напряжений (1 –  $U_a = 10$  кВ; 2 –  $U_a = 14$  кВ; 3 –  $U_a = 19$  кВ)

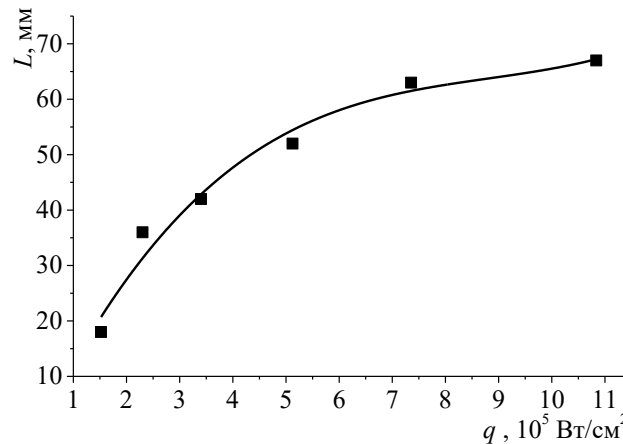


**Рисунок 4.23** – Зависимость массы унесенного вещества  $\Delta m$  от времени облучения  $t$  и ускоряющего напряжения  $U_a$ : 1 –  $U_a = 10$  кВ; 2 –  $U_a = 14$  кВ; 3 –  $U_a = 19$  кВ

Из представленных результатов видно, что увеличение ускоряющего напряжения ожидаемо приводит к пропорциональному росту глубины фрезеровки (рис. 4.22). Так, повышение ускоряющего напряжения с 10 до 30 кВ позволяет увеличить глубину фрезеровки практически в 5 раз. Изменение длительности электронно-лучевого воздействия на образец кварцевого стекла также приводит к увеличению глубины фрезеровки.

Эксперименты по фрезеровке кварцевого стекла электронным пучком при времени облучения более 10 минут показали, что увеличение глубины проплава под воздействием электронного пучка происходит лишь до определенного момента, после которого форма

проплава остается неизменной. Максимальная глубина проплава напрямую зависит от плотности мощности электронного пучка (рис. 4.24).



**Рисунок 4.24** – Зависимость глубины фрезеровки  $L$  от плотности мощности электронного пучка  $q$  при времени облучения  $t = 10$  мин (ток пучка  $I_b = 60$  мА)

Прекращение роста глубины проплава предположительно вызвано тем, что электронный пучок попадает на внутренние стенки проплава под острым углом, из-за чего плотность мощности электронного пучка распределяется на значительно большую поверхность. По мере углубления проплава этот угол становится все меньше, что, в конечном счете, приводит к тому, что приходящейся на стенки проплава плотности мощности пучка становится недостаточно для нагрева стекла выше температуры плавления.

Повышение плотности мощности электронного пучка до уровня  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> позволяет создавать отверстия в кварцевом стекле с рекордной глубиной вплоть до 7 см (рис. 4.25) и диаметром в устье отверстия около 1 мм.

Применение автоматической системы электромагнитного отклонения пучка позволяет осуществлять перемещение луча по сложной траектории с заданной скоростью и тем самым производить резку протяженных сложных профилей. Ниже, на рисунке 4.26, приведен пример использования остросфокусированного пучка электронов для размерной обработки кварцевого стекла. В качестве исходного материала для фрезеровки была взята пластина кварца размерами  $300 \times 50$  мм толщиной 4 мм. Ускоряющее напряжение составляло 18 кВ, ток пучка 10 мА, полное время фрезеровки порядка 4 минут, количество проходов электронного пучка по образцу – 15. Следует отметить, что на образованных боковых поверхностях проплава не наблюдается появления трещин. Разработанный способ обработки позволяет исключить трещины на изделиях и обрабатывать объекты сложной формы. Автоматизированная система позиционирования луча позволяет создавать сложные траектории при обработке изделий.



**Рисунок 4.25** – Образец электронно-лучевого проплава кварцевого стекла



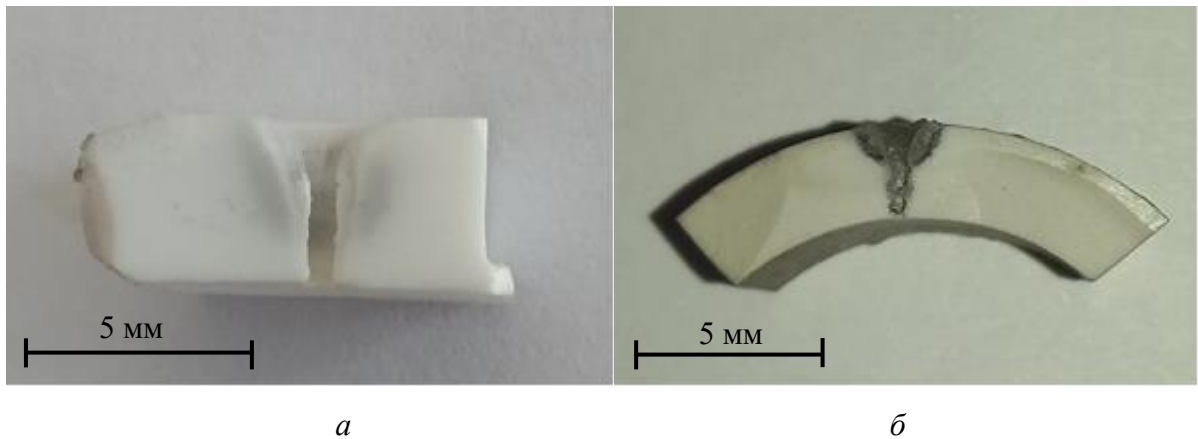
**Рисунок 4.26** – Пример электронно-лучевой фрезеровки кварцевой пластины

Достигнутая в настоящей работе плотность мощности электронного пучка  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> позволяет также производить локальное испарение керамики. На рис. 4.27 представлены образцы из различных марок керамики с выполненным в них электронным пучком одиночным отверстием.

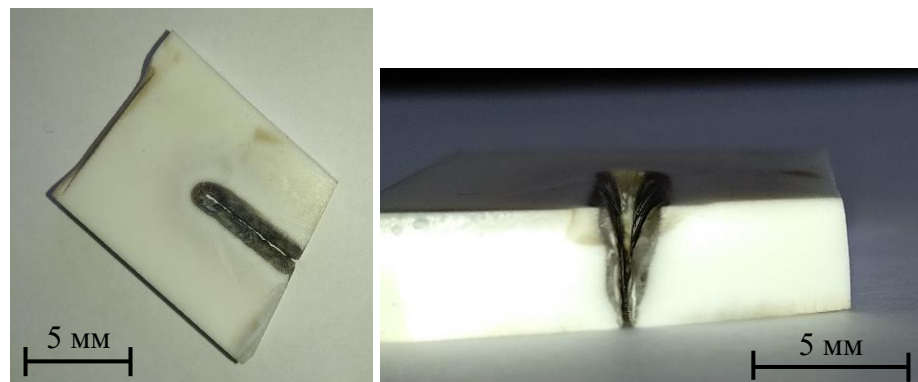
В отличие от кварцевого стекла, расплавленный материал которого практически сразу испаряется, процесс электронно-лучевого облучения керамики первоначально сопровождается образованием на поверхности капли расплава, поперечные размеры которого превышают поперечный размер пучка. Испарение керамики из жидкой фазы происходит достаточно медленно. Заметный унос материала из области облучения наблюдается лишь в центре капли расплава при плотности мощности пучка свыше  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup> за счет интенсивного



разбрызгивания жидкой фазы керамики. Использование автоматической системы электромагнитного отклонения пучка также позволяет производить резку протяженных профилей в керамике (рис. 4.28).



**Рисунок 4.27** – Пример электронно-лучевой перфорации керамики (поперечный шлиф) электронным пучком с плотностью мощности  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (время облучения 10 минут): *а* – керамика на основе оксида алюминия ВК-95; *б* – керамика на основе талько-шамотной смеси



**Рисунок 4.28** – Пример электронно-лучевой резки керамики на основе талько-шамотной смеси электронным пучком с плотностью мощности  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (линейная скорость резки составляет 0,5 см/час)

#### 4.3.2 Послойное селективное спекание керамического порошка

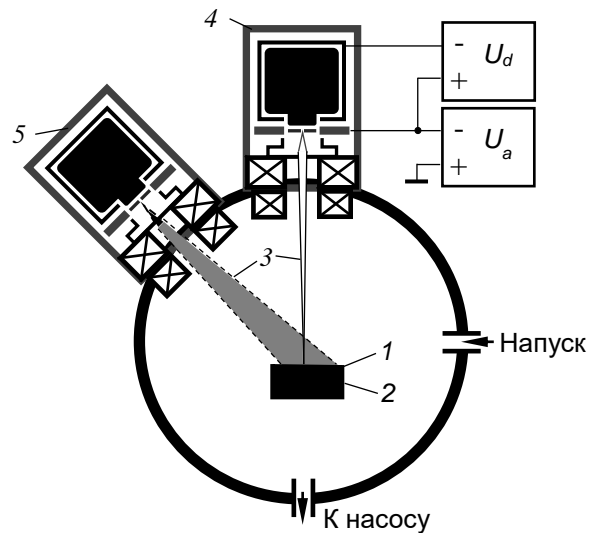
В настоящее время технологии аддитивного производства позволяют создавать детали и изделия сложных объемных форм, изготовление которых традиционными методами требует существенных материальных и энергетических затрат. Создание трехмерных керамических объектов по компьютерной 3D модели в настоящее время осуществляется множеством методов трехмерной печати [91]: методом послойного наплавления (FDM), стереолитографией (SLA или STL), методом ламинирования (LOM), селективным лазерным спеканием (SLS) и прочими. Несмотря на существенные различия способов послойного построения трехмерного объекта,

все они содержат в своем технологическом процессе две стадии: первая – печать трехмерной модели из керамического порошка с использованием низкотемпературного связующего; вторая – отжигание полученной трехмерной модели в высокотемпературной печи для выгорания связующего и конечного спекания керамического порошка. Процедура отжига при этом занимает несколько суток и более в зависимости от сложности формы и размеров модели. С другой стороны спекание сопровождается значительной усадкой порошка, процесс которой сложно прогнозировать. Усадка может сказываться как в виде изменения геометрии модели во время спекания, так и в образовании механических повреждений, если усадка вызывает значительные напряжения. Отказаться от использования стадии отжига после процедуры печати можно лишь в том случае, когда спекание будет осуществляться непосредственно в процессе печати. Осуществить это возможно лишь при локальном точечном нагреве порошкового материала до температуры спекания, которая для марок технической керамики превышает 1500 °С. В то же время единственным источником, способным обеспечить нагрев диэлектрика до таких температур, избежав при этом появления больших температурных градиентов, является электронный пучок, генерируемый форвакуумным источником электронов.

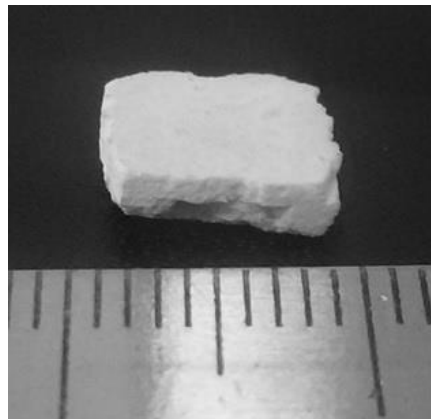
Исследования процесса селективного спекания керамического порошка электронным пучком проводились согласно схеме, представленной на рис. 4.29. Облучаемый порошок 1 (система  $ZrO_2 - Al_2O_3$  с массовым соотношением 6:1) с размерами частиц 1-10 мкм помещался в вакуумную камеру в графитовом тигле 2 в состоянии свободной засыпки и облучался электронными пучками 3, генерируемыми форвакуумными источниками электронов 4 и 5. При этом источник 4 генерировал сфокусированный электронный пучок, а источник 5 – широкий, предназначенный для прогрева всего объема порошка до температуры 800°С. Сфокусированный электронный пучок сканировал поверхность порошка разверткой в виде квадрата размером 10x10 мм с кадровой частотой 60 Гц и строчной частотой 1,5 кГц. Во избежание появления трещин прогрев и контролируемое остывание после спекания осуществлялось со средней скоростью изменения плотности мощности пучка 1,8 Вт/см<sup>2</sup>·мин. Процесс спекания производился в атмосфере гелия при давлении 30 Па.

Морфологические особенности и элементный состав поверхности спечённых образцов исследовали методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и энергодисперсионной спектроскопии (EDS) на установке JSM-7500FA (JEOL, Япония).

Фотография одного из спеченных образцов представлена на рис. 4.30.

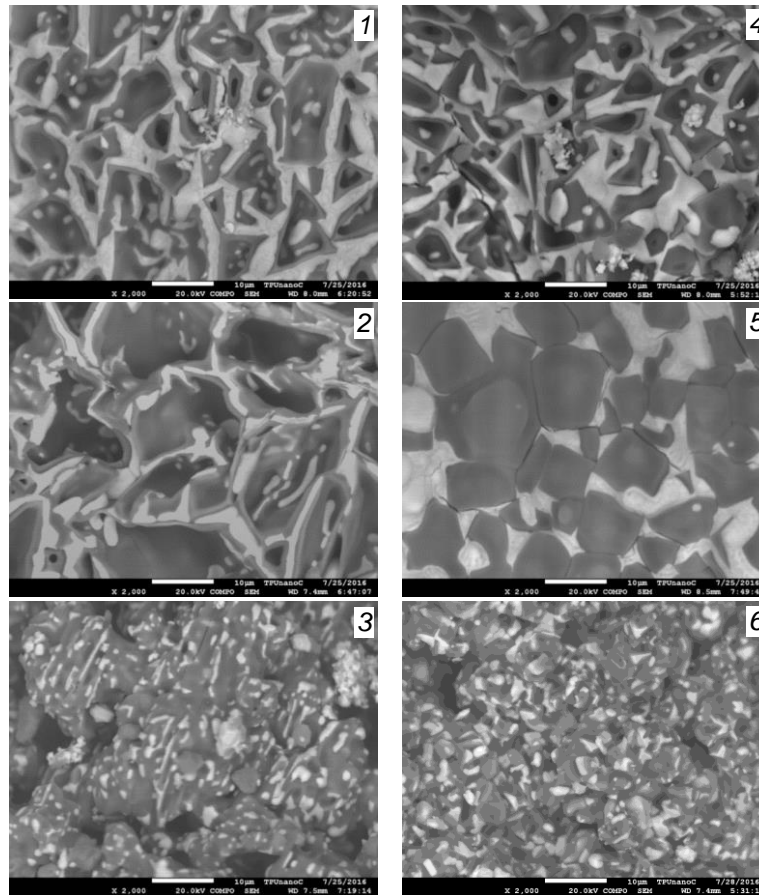


**Рисунок 4.29** – Схема селективного спекания керамического порошка: 1 – керамический порошок; 2 – графитовый тигель; 3 – электронный пучок; 4 – форвакуумный источник сфокусированного электронного пучка; 5 – форвакуумный источник широкого электронного пучка



**Рисунок 4.30** – Внешний вид слоя порошка системы оксид циркония – оксид алюминия, спекенного электронным пучком (деления миллиметровые)

Анализ СЭМ-изображений образцов (рис. 4.31), полученных в различных режимах, в совокупности с данными EDS (Таблица 4.2), а также их сопоставление с известным соотношением компонентов исходной порошковой смеси (6:1), позволяют сделать заключение о существенно выраженной под действием ЭЛС сегрегации оксида алюминия на поверхностях пор или частиц диоксида циркония. Количественно этот процесс можно выразить условной величиной коэффициента сегрегации  $k$  оксида алюминия, равного отношению его избытка, обнаруженного методом EDS, к заданному исходной смесью содержанию диоксида циркония.



**Рисунок 4.31** – СЭМ-изображения поверхности образцов спечённой керамики, полученные в электронах обратного рассеяния: светло-серые поля –  $ZrO_2$ ; серые поля –  $Al_2O_3$ ; тёмно-серые поля – углубления поверхностного рельефа и поры

При недостаточной интенсивности воздействия (рис. 4.31, образцы 1 и 4) часть оксида алюминия спекается в твёрдой фазе, а эффекты зернограничного проскальзывания при спекании частиц диоксида циркония не реализуются в полной мере. Небольшое превышение над оптимальной интенсивностью воздействия ограничивает расплавом оксида алюминия контактную площадь частиц диоксида циркония, но не позволяет ликвидировать образованные этим расплавом поры в заданный экспериментом отрезок времени (рис. 4.31, образец 2). Чрезмерно интенсивное плавление оксида алюминия приводит к ограничению спекания друг с другом частиц диоксида циркония, которые обособленно распределяются в жидкой матрице оксида алюминия, однако его количества не хватает для образования непрерывного керамического слоя на поверхности образца (рис. 4.31, образцы 3 и 6).

Представленные результаты позволяют предположить, что оптимальные режимы ЭЛС с интенсивностью воздействия в пределах от 100 до 125 Вт/см<sup>2</sup> в условиях умеренного плавления оксида алюминия наиболее эффективно способствуют зернограничному проскальзыванию при

спекании частиц диоксида циркония на поверхности образца, не изолируя их друг от друга полностью и не образуя пор, замкнутых расплавом.

**Таблица 4.2** – Параметры ЭЛС и характеристики поверхности образцов

№	$U$ , кВ (кэВ)	$I$ , Вт/см <sup>2</sup>	$C_{Al_2O_3}$ , мас. %	$C_{ZrO_2}$ , мас. %	$k$
1	14	91	42,16	57,84	0,33
2	14	145,6	55,99	44,01	0,49
3	14	196	50,11	49,89	0,42
4	12	78	42,99	57,01	0,33
5	12	124,8	53,66	46,34	0,46
6	12	168	54,42	45,58	0,47

Поверхность (слой), полученная в оптимальных режимах ЭЛС (рис. 4.31, образец 5) обладает плотными межфазными границами и сложной зёрненной структурой, в которой кроме отдельных равноосных зерен оксида алюминия и ансамблей протяжённых зёрен диоксида циркония наблюдаются двухфазные зёрненные образования с ядром из диоксида циркония, заключённым в оболочку из оксида алюминия.

На рис. 4.32 видно, что величина коэффициента сегрегации оксида алюминия обнаруживает экстремальную зависимость от плотности мощности (интенсивности воздействия).

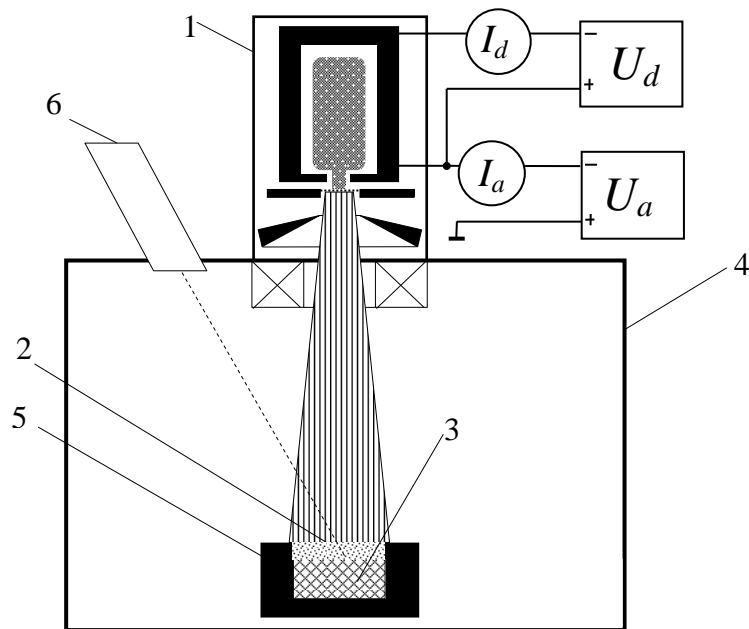


**Рисунок 4.32** – Зависимость коэффициента сегрегации оксида алюминия в керамике после поверхностного электронно-лучевого спекания

По-видимому, для достижения желаемых характеристик образца исследуемого состава необходимо использовать интенсивность воздействия, минимально достаточную для достижения коэффициента сегрегации оксида алюминия 0,46. Представленные результаты

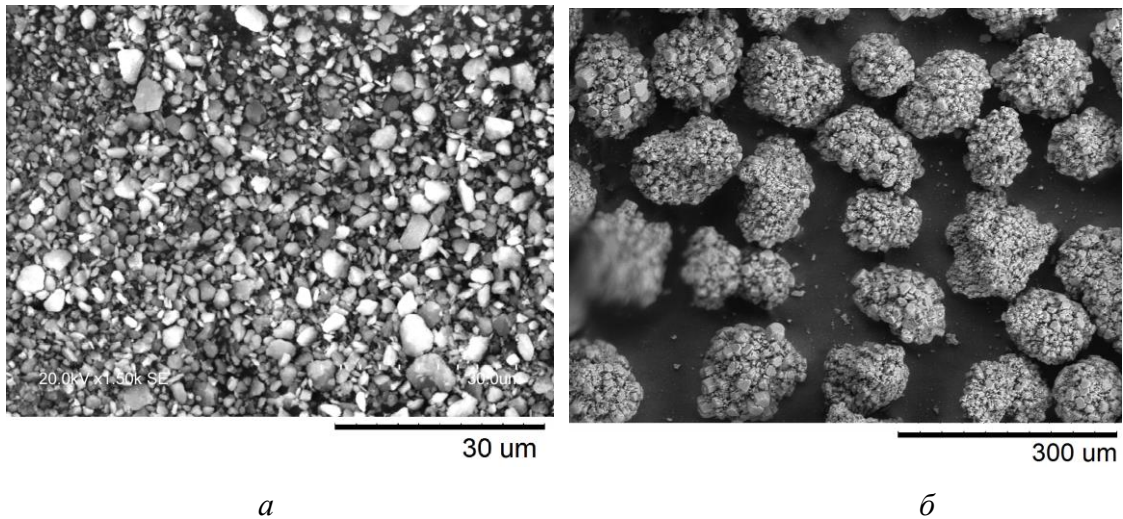
однозначно подтверждают возможность селективного спекания керамического порошка электронным пучком.

Исследования процесса послойного электронно-лучевого спекания порошка проводились согласно схеме, представленной на рис. 4.33. Для генерации электронного пучка использовался форвакуумный плазменный электронный источник 1, формирующий непрерывный пучок с током 2 - 20 мА и энергией 1 - 20 кэВ. Диаметр электронного пучка составлял 10 мм. Электронное облучение слоя порошковой смеси 2, нанесённого на поверхность уже спечённого материала 3, размещённого в углублении графитового держателя 5, проводили в вакуумной камере при остаточном давлении 10 Па. Температуру облучаемой поверхности регистрировали инфракрасным пирометром 6 (RAYTEK 1МН), с диапазоном измерения температур 550-3000 °С.



**Рисунок 3.33** – Схема эксперимента. 1 – плазменный электронный источник; 2 – смесь порошков; 3 – спеченный слой; 4 – вакуумная камера; 5 – графитовый тигель, 6 – пирометр,  $U_d$  – блок электропитания разрядного промежутка,  $U_a$  – блок ускоряющего напряжения

Для послойного спекания использовались два типа порошка, отличающихся морфологией структурных элементов: размеры первичных частиц тонкодисперсного порошка находились в пределах от 1 до 10 мкм; первичные частицы другого порошка имели размеры до 30 мкм и находились в плотных гранулах с размерами около 100 мкм (рисунок 3.34).



**Рисунок 3.34** – Частицы оксида алюминия, используемые для послойного спекания (изображение SEM на Hitachi S3400n): *а* – тонкодисперсный порошок, *б* – гранулированный порошок

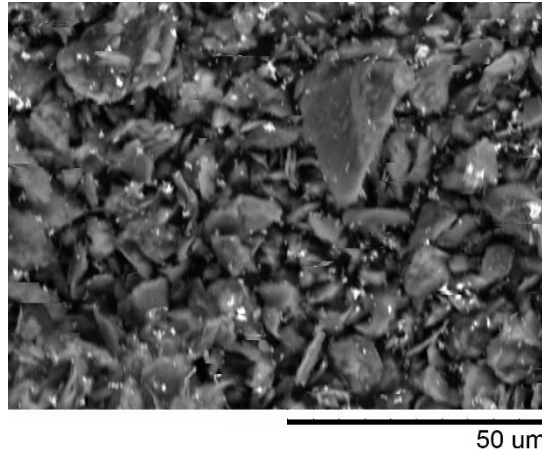
Исследование морфологических особенностей зёрненной и пористой структуры образцов проводили на свободной поверхности их последнего слоя, а также на полированных и очищенных аншлифах их поперечного (по отношению к слоям) среза. Пробоподготовку образцов, морфологические исследования методом сканирующей электронной микроскопии (SEM) на приборе JSM-7500FA, а также исследование упругопластических характеристик на приборе DUN-211S проводили в Нано-Центре ИШНПТ ТПУ; элементный состав фаз керамики оценивали методом энергодисперсионного элементного анализа (EDS) на приборе Hitachi S3400N в ИШПР ТПУ.

В качестве связующей легкоплавкой добавки использовался тальк ( $Mg_3Si_4O_{10}(OH)_2$ ), кристаллиты которого различаются по размерам, однако не превышают 30 мкм и имеют общий гексагональный или ромбический габитус (рисунок 3.35).

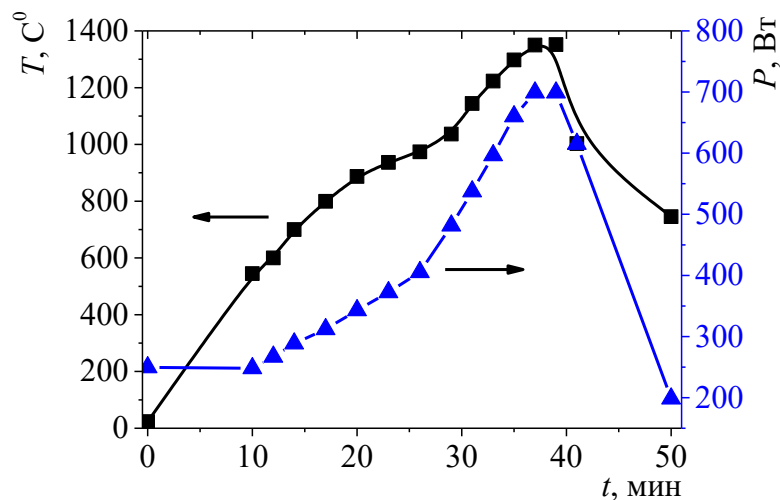
Оптимальное содержание талька в керамике было подобрано экспериментально. Наилучшее спекание наблюдалось у образцов, содержащих 30% (мас.) талька. Слой порошка наносили на подложку с помощью специально сконструированного дозатора, затем выравнивали шпателем. Прессовка порошка не проводилась.

Предварительный прогрев слоя порошковой смеси электронным пучком занимал 10 минут при мощности пучка 300 Вт (ускоряющее напряжение – 5 кВ, ток пучка – 60 мА, диаметр пучка в области воздействия – 10 мм), после чего мощность пучка линейно повышалась до 600 Вт за 25 минут увеличением ускоряющего напряжения. При таком уровне мощности спекание осуществлялось в течение 2 минут. После этого мощность электронного пучка плавно снижали уменьшением ускоряющего напряжения со скоростью 0,5 кВ/мин до нулевого значения.

Следующий слой порошка наносили после остывания предыдущего и спекали в аналогичных режимах. Временная зависимость температуры спекаемой поверхности при изменении мощности электронно-лучевого воздействия представлена на рисунке 3.36. Измеренное пирометром значение температуры спекания облучаемого материала ( $1350^{\circ}\text{C}$ ) достигалось при мощности электронного пучка 700 Вт.



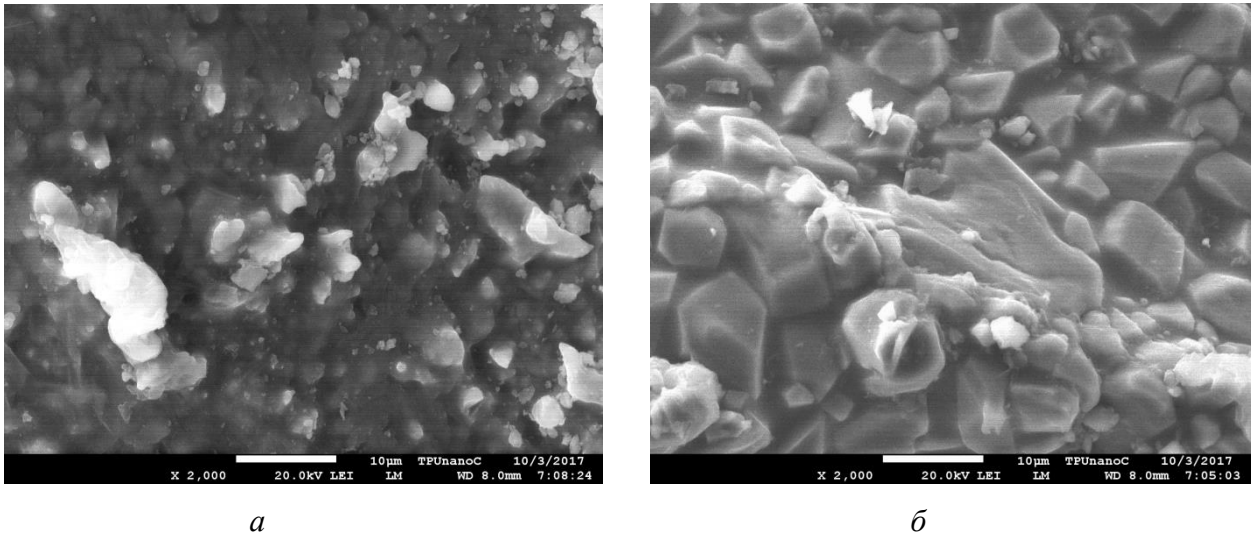
**Рисунок 3.35** – Частицы талька, используемые для спекания (изображение SEM на Hitachi S3400n).



**Рисунок 3.36** – Изменение мощности электронного пучка в процессе спекания и соответствующая этому температура поверхности спекаемого образца

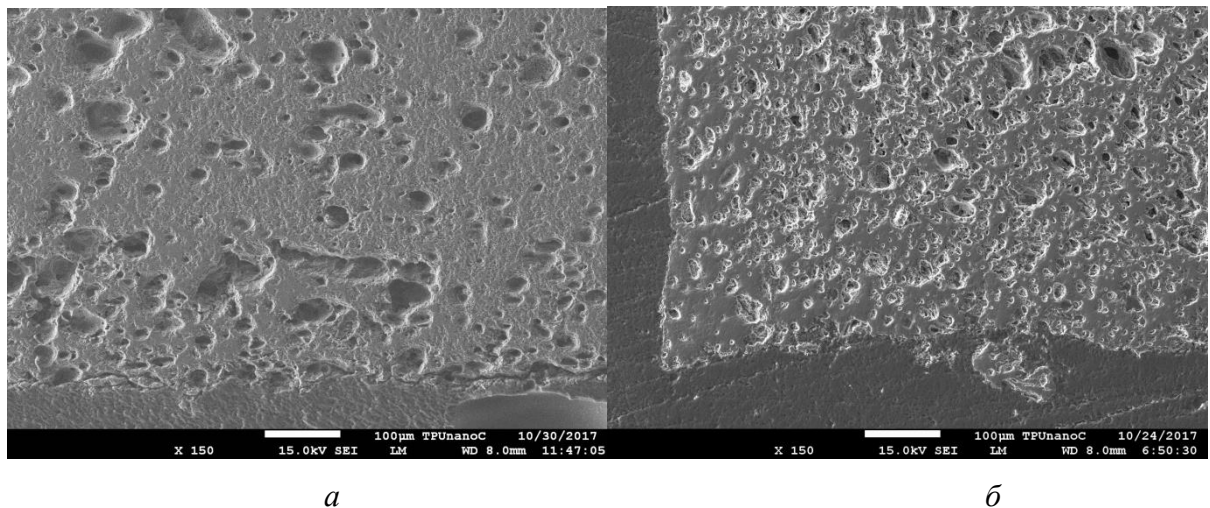
Исследование свободных поверхностей последнего слоя образцов после электронно-лучевого воздействия, изображения которых представлены на рисунке 3.37, обнаружило наличие оплавления с частичной рекристаллизацией присутствующих фаз. На поверхности видны кристаллиты оксида алюминия, застывшие в расплаве талька (температура плавления  $1530^{\circ}\text{C}$ ). Расплавление одной из фаз свидетельствует о локальном превышении регистрируемых пирометром интегральных значений температуры в области воздействия.





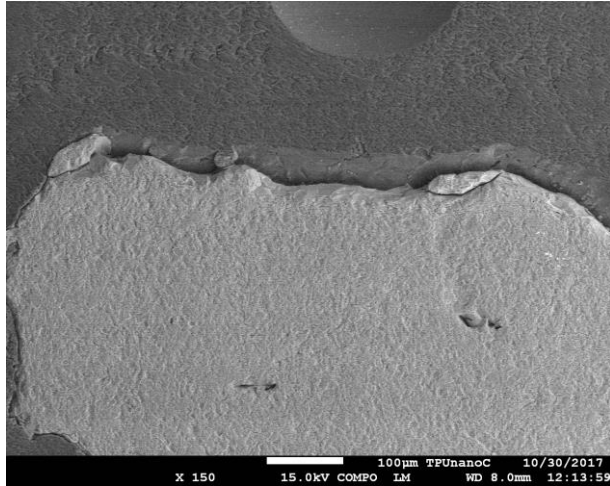
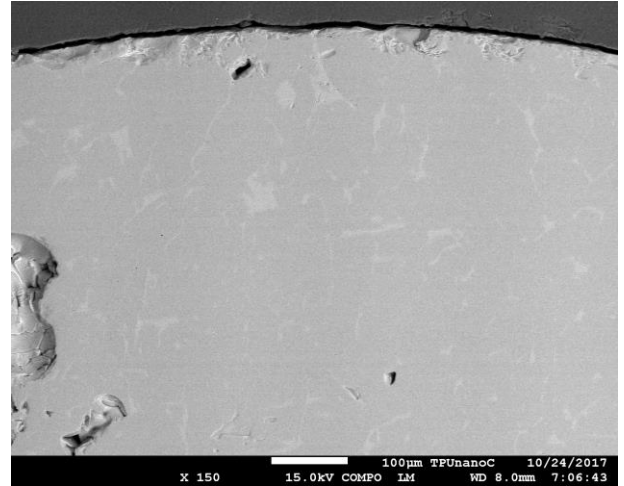
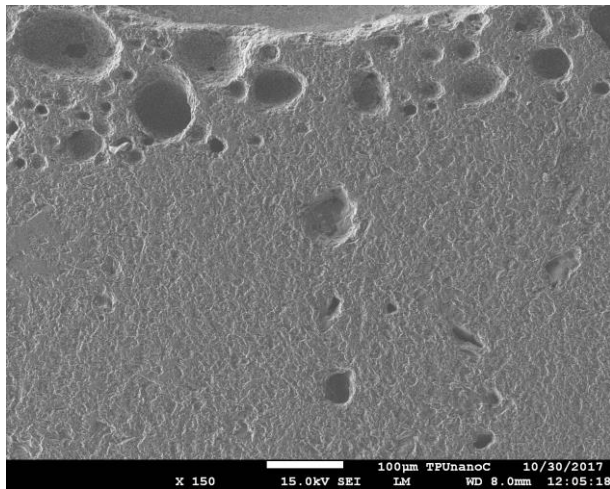
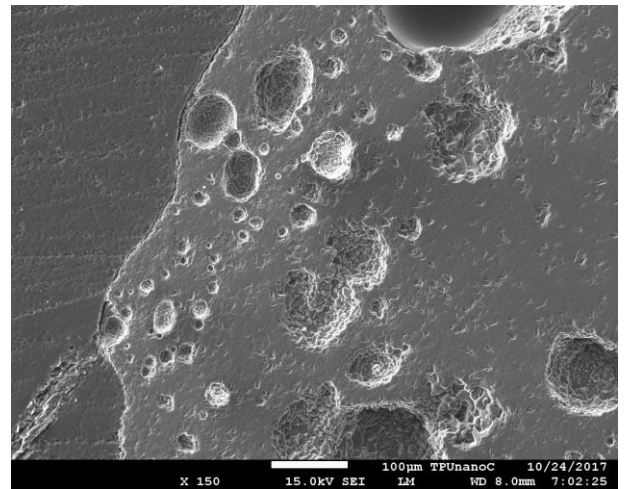
**Рисунок 3.37** – SEM–изображения свободной поверхности последнего слоя образцов, спечённых из порошков  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с различной морфологией: *а* – тонкодисперсный порошок, *б* – гранулированный порошок

Исследование поперечного среза образцов показало, что характеристики их пористой структуры зависят не только от морфологических особенностей исходных порошков, но и от расстояния до подложки. Нижняя область (первый слой) всех образцов характеризуется высокой пористостью (рисунок 3.38). При этом первый слой образца, изготовленного из тонкодисперсного порошка, имеет чуть более крупные поры с меньшим количественным содержанием, чем первый слой образца, изготовленного из гранулированного порошка.



**Рисунок 3.38** – Пористая структура первого (нижнего) слоя образцов, спечённых из порошков  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с различной морфологией: *а* – тонкодисперсный порошок, *б* – гранулированный порошок

По мере увеличения расстояния от подложки мелкие поры сменяются более крупными, а пористость последних слоёв образцов (шестого и седьмого) была минимальной (рисунок 3.39 *а, б*). При этом у образцов, изготовленных из гранулированного порошка, крупные поры промежуточных слоёв располагались преимущественно на периферийных участках (рисунок 3.39 *г*), а в образцах, изготовленных из тонкодисперсного порошка, наблюдались и в центральных областях (рисунок 3.39 *в*).

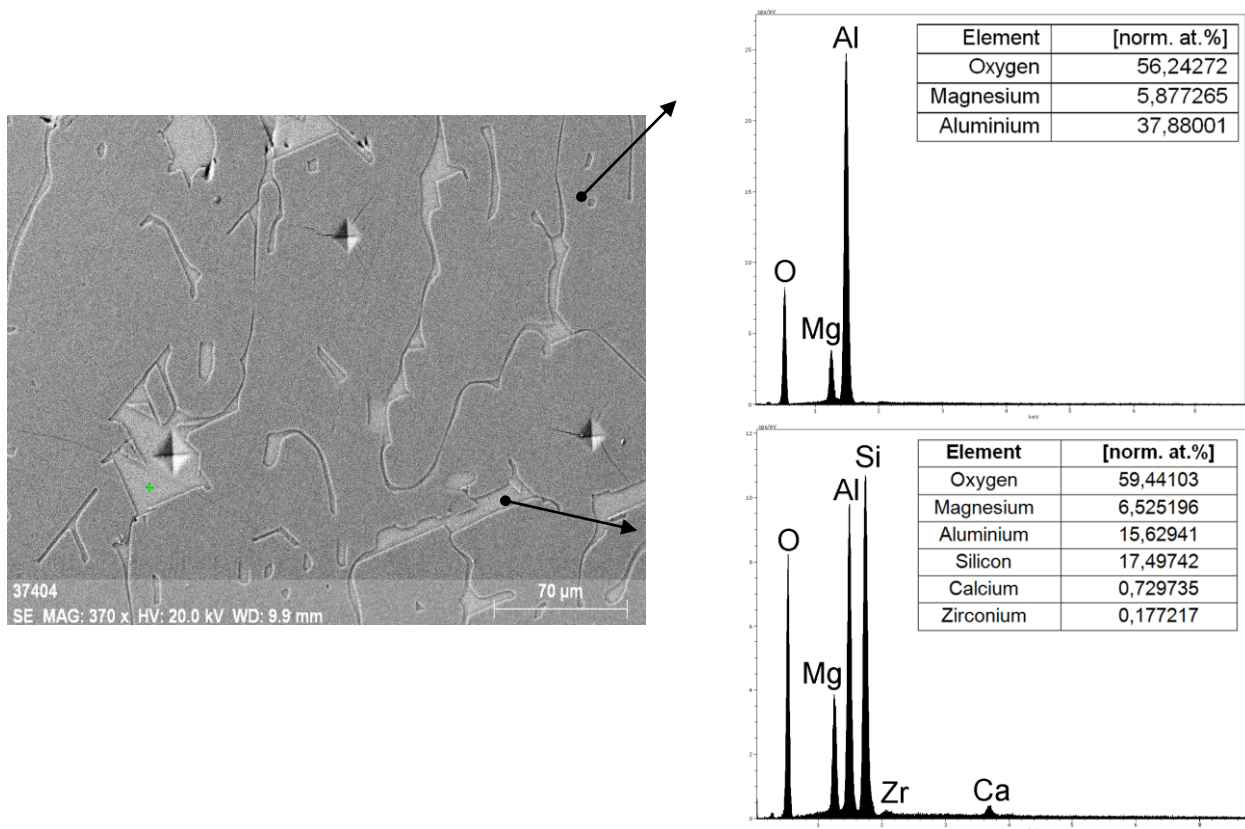
*а**б**в**г*

**Рисунок 3.39** – Верхняя (*а, б*) и средняя (*в, г*) часть поперечного среза образцов, послойно спечённых из порошков  $Al_2O_3$  с различной морфологией: (*а, в*) – тонкодисперсный порошок, (*б, г*) – гранулированный порошок

Отмеченная особенность может быть связана с более плотной упаковкой частиц в гранулах, чем это может обеспечить использованный метод нанесения слоя негранулированного тонкодисперсного порошка, и предполагает дальнейший поиск более совершенного метода такого нанесения.

Снижение пористости образцов по мере наращивания слоев может быть связано с различием условий нагрева и остывания при облучении. Поскольку первые слои порошка размещались непосредственно на графитовом тигле, энергия пучка, облучающего порошок, частично передавалась держателю за счет теплопроводности. Прогрев второго и последующих слоев осуществлялся более эффективно за счет низкой теплопроводности предыдущего спечённого слоя, а локального тепловыделения оказалось достаточно для более полного спекания.

На SEM-изображении в режиме фазового контраста (рисунок 3.39 б) можно заметить присутствие межзёренной фазы материала. Более контрастное изображение этой области представлено на рисунке 3.40, на котором видны границы зерен основного компонента, заполненные расплавом другой фазы.



**Рисунок 3.40** – SEM-изображение среза образца с соответствующими данными EDS анализа

Среднее значение микротвердости центра зерна основной фазы составило 1436 HV. Микротвёрдость межзёренной фазы составила 737,4 HV. Полученные значения микротвердости основной фазы практически одного уровня с микротвердостью оксида алюминия (1680 HV), полученного традиционным методом спекания [93].

Представленные результаты исследований по послойному электронно-лучевому спеканию порошка оксида алюминия в форвакуумной области давлений свидетельствуют о принципиальной возможности и перспективности использования данного способа для синтеза керамических изделий методами аддитивной технологии.

Результаты работ, изложенных в данной главе, опубликованы в [19, 97-107]. Также по результатам были получены патенты на полезную модель (Приложение 4) и изобретение (Приложение 5).

#### 4.4 Выводы

1. Создан опытный образец форвакуумного плазменного источника, обеспечивающего генерацию непрерывного сфокусированного электронного пучка с энергией электронов до 30 кВ, плотностью мощности пучка уровня  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, диаметром до 0,15 мм.

2. Показано, что достигнутые параметры электронного пучка позволяют производить эффективную перфорацию и фрезерование таких высокотемпературных диэлектриков, как керамика и кварцевое стекло, на глубину вплоть до нескольких сантиметров.

3. Продемонстрирована принципиальная возможность послойного электронно-лучевого спекания керамического порошка в форвакуумной области давлений, что может использоваться для послойного синтеза керамических изделий сложной формы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

1. В форвакуумном плазменном источнике электронов на основе разряда с полым катодом, функционирующем в изобарическом режиме работы, повышение плотности эмиссионной плазмы на оси разрядной системы обеспечивается одновременным выполнением двух условий. С одной стороны, повышение плотности плазмы достигается сжатием положительного столба разряда в результате перекрытия торца протяженной катодной полости электродом с относительно малым отверстием, с другой – оптимизацией геометрии катодной полости. При достигаемой в этом случае максимальной плотности эмиссионной плазмы и сохранении условий стабильного инициирования и горения разряда с полым катодом отбор электронов из плазмы через одиночный эмиссионный канал обеспечивает плотность тока эмиссии до  $10 \text{ А/см}^2$ .

2. Повышение плотности мощности электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником электронов с магнитной фокусировкой, обеспечивается повышением ускоряющего напряжения до 30 кВ с одновременной оптимизацией функциональных узлов источника. Оптимизация размеров эмиссионного канала, геометрии ускоряющего промежутка и фокусирующей системы, направленная на улучшение условий магнитной фокусировки, позволила значительно уменьшить диаметр электронного пучка и повысить плотность мощности пучка в кроссовере. В зависимости от условий эмиссии электронов из плазмы, определяемых соотношением между толщиной приэлектродного слоя и диаметра эмиссионного канала, возможна реализация двух различных режимов генерации пучка. В первом режиме обеспечивается минимальный диаметр электронного пучка  $d_b = 0,13 \text{ мм}$  при относительно небольшой его плотности мощности  $q = 10^5 \text{ Вт/см}^2$ ; во втором достигается максимальная плотность мощности электронного пучка  $q = 1,3 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ , но минимальный диаметр пучка повышается до  $d_b = 0,4 \text{ мм}$ .

3. В форвакуумном плазменном источнике электронов наименьший диаметр электронного пучка обеспечивается при отборе электронов через одиночный эмиссионный канал. Поскольку увеличение диаметра одиночного канала, в конечном счете, ограничено условиями слоевой стабилизации плазменной границы, то дальнейшее повышение тока пучка возможно при увеличении в источнике количества эмиссионных каналов. Несмотря на увеличение диаметра электронного пучка при использовании нескольких эмиссионных каналов, как для одиночного, так и для нескольких каналов возможна реализация условий, при которых

обеспечивается рекордная для форвакуумных источников электронов плотность мощности уровня  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

4. Создан опытный образец форвакуумного плазменного источника с двойной фокусирующей системой, допускающей эффективную фокусировку электронного пучка в результате уменьшения сферических aberrаций. Электронный источник обеспечивает генерацию непрерывного сфокусированного электронного пучка с энергией электронов до 30 кВ и плотностью мощности пучка  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

5. Продемонстрирована возможность применения форвакуумного источника с достигнутыми в настоящей работе параметрами для перфорации и фрезерования таких высокотемпературных диэлектриков, как кварцевое стекло и керамика. Параметры электронного пучка и время электронно-лучевой обработки позволяют в широких пределах управлять размерами создаваемых в диэлектрике отверстий. При этом максимальная глубина, на которую осуществляется резка диэлектрика, растет при увеличении плотности мощности пучка и может достигать нескольких сантиметров.

6. Продемонстрирована принципиальная возможность послойного электронно-лучевого спекания керамического порошка в форвакуумной области давлений, что может использоваться для послойного синтеза керамических изделий сложной формы. Перспективность использования для послойного синтеза керамики форвакуумного источника связана с тем, что процесс построения изделия происходит одновременно со спеканием керамического порошка до конечного состояния, что исключает необходимость постобработки изделия в печи для отжига.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Электронно-лучевая сварка / О.К. Назаренко, А.А. Кайдалов, С.Н. Ковбасенко и др. Под ред. Б.Е. Патона. – Киев: Наукова думка, 1987. – 256 с.
2. Оборудование для электронно-лучевой сварки / А.И. Четверо, О.К. Назаренко, А.М. Святский, А.И. Некрасов. Под ред. С.М. Гуревича. – Киев: Наукова Думка, 1973. – 408 с.
3. Molokovsky S.I. Intense electron and ion beams / S.I. Molokovsky, A.D. Sushkov. – Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. – p. 281.
4. Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейнделъ. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.
5. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейнделъ, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.
6. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. – 148 с.
7. Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом / Е.М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
8. Vieu C. et al. Electron beam lithography: resolution limits and applications // Applied surface science. – 2000. – Т. 164. – №. 1-4. – С. 111-117.
9. Goldstein J. I. et al. Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis. – Springer, 2017.
10. Источники электронов с плазменным эмиттером: Сборник статей / под ред. проф. Ю. Е. Крейнделя. – Новосибирск: Наука, 1983. – 120 с.
11. Osipov I.V. A plasma-cathode electron source designed for industrial use / I.V. Osipov, N.G. Rempe // Review of Scientific Instruments. – 2000. – Vol. 71, № 4. – P. 1638–1641.
12. Belyuk S.I. Industrial Use of Plasma-Emitter Electron Sources / S.I. Belyuk, I.V. Osipov, N.G. Rempe // Russian Physics Journal. – 2001. – Vol. 44, № 9. – P. 987–995.
13. Current Status of the Plasma Emission Electronics: I. Basic Physical Processes / V. I. Gushenets [et al.] // Laser and Particle Beams. – 2003. – Vol. 21, № 2. – P. 123–138.
14. Current Status of the Plasma Emission Electronics: II. Hardware / A. S. Bugaev [et al.] // Laser and Particle Beams. – 2003. – Vol. 21, № 2. – P. 139–156.
15. Форвакуумные плазменные источники электронов / В. А. Бурдовицин [и др.]. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2014. – 288 с.
16. Burdovitsin V.A., Oks E.M. Fore-vacuum plasma-cathode electron sources // Laser and particle beams. – 2008. – Vol. 26, No. 4. – P. 619-635.

17. V. A. Burdovitsin, I. S. Zhirkov, E. M. Oks, I. V. Osipov, M. V. Fedorov. *Instruments and Experimental Techniques*. 48 (6), 761 (2005).
18. Kazakov A. V. et al. A forevacuum pulse arc-discharge-based plasma electron source // *Instruments and experimental techniques*. – 2013. – Vol. 56, No. 6. – P. 680-683.
19. Опыт разработки и применения форвакуумных плазменных электронных источников / В.А. Бурдовицин, И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин, Д.Б. Золотухин, А.В. Казаков, А.С. Климов, А.В. Медовник, Е.М. Окс, А.В. Тюньков // *Доклады ТУСУРа*. – 2016 – Том 19, № 2. – С. 5-10.
20. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. – 148 с.
21. Гаврилов Н.В. 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. – вып. 9. – с. 97-102.
22. Электронная пушка непрерывного действия с плазменным катодом большой площади / Ю.Е. Крейндель, В.Я. Мартенс, В.Я. Съедин, С.В. Гавринцев // *Приборы и техника эксперимента*. – 1982. – №4. – с. 178-180.
23. Новиков А.А. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой / А.А. Новиков. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 96 с.
24. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом. / В.Л. Галанский, В.А. Груздев, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // *Известия ВУЗов. Физика*. – 1992. – т. 35. – № 5. – с. 5-23.
25. Жирков, И. С. Плазменные источники электронов для генерации сфокусированных непрерывных электронных пучков в форвакуумной области давлений: дис. канд. тех. наук: 01.04.04 / Жирков Игорь Сергеевич. – Томск, 2008. – 119 с.
26. Корнилов, С. Ю. Получение остросфокусированных пучков в электронных пушках с плазменным катодом / С. Ю. Корнилов, И. В. Осипов, Н. Г. Ремпе // *Приборы и техника эксперимента*. – 2009. – № 3. – С.104–109.
27. Корнилов С.Ю. Формирование и фокусировка электронных пучков в электронно-оптической системе с плазменным эмиттером в магнитном поле / С.Ю. Корнилов, Н.Г. Ремпе // *Журнал технической физики*. – 2012. – Т. 82, № 2. – С. 79-84
28. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом // М.: Энергия. – 1969. – Т. 184.
29. Крейндель М.Ю. Параметры плазмы в отражательном разряде с полым катодом / М.Ю. Крейндель, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // *Журнал технической физики*. – 1992. – Т. 62. – № 10. – с. 165-169.
30. Груздев В. А., Залесский В. Г., Русецкий И. С. // *Вестн. ПГУ. Сер. С*. 2010. № 9. С. 61–67.



- 31 Груздев В. А., Залесский В. Г., Руголь И. Г., Русецкий И. С. // ПТЭ. 2009. № 2. С. 177–178.
32. Бурдовицин, В. А. Плазменные источники электронов на основе разряда с полым катодом для генерации непрерывных пучков в форвакуумном диапазоне давлений: дис. д-ра тех. наук: 01.04.04 / Бурдовицин Виктор Алексеевич. – Томск, 2005. – 223 с.
33. Бурдовицин В.А., Куземченко М.Н., Окс Е.М. Об электрической прочности ускоряющего промежутка плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений. ЖТФ, 2002, Т. 72, Вып. 7, с. 134 – 136.
- 34 Бурдовицин В.А., Бурачевский Ю.А., Мытников А.В., Окс Е.М. О предельном рабочем давлении плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом // ЖТФ, 2001, Т. 71, в. 2, с. 48-50.
35. Зенин А.А.. Плазменный источник электронов для генерации непрерывных электронных пучков в области предельных рабочих давлений форвакуумного диапазона: дис. канд. тех. наук: 01.04.04 /Зенин Алексей Александрович. – Томск, 2014. – 105 с.
36. Жирков И.С., Федоров М.В. Осипов И.В. Бурдовицин В.А., Окс Е.М. Источник электронов с плазменным катодом для генерации сфокусированного пучка в форвакуумном диапазоне давлений // Приборы и техника эксперимента. – 2005. - №6. – С. 66-68.
37. Пат. 2306683 Российская Федерация, МПК H05H1/00 (2006.01). Плазменный электронный источник / Бурдовицин В. А., Жирков И. С., Окс Е. М., Осипов И. В.; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2005140126/06; заявл. 21.12.2005, опубл. 20.09.2007, Бюл. № 26.
38. Жирков, И. С. Плазменные источники электронов для генерации сфокусированных непрерывных электронных пучков в форвакуумной области давлений: дис. канд. тех. наук: 01.04.04 / Жирков Игорь Сергеевич. – Томск, 2008. – 119 с.
39. Метель А.С. Расширение рабочего диапазона давлений тлеющего разряда с полым катодом. ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241 – 247.
40. Жирков И.С. Повышение токовой эффективности плазменного источника электронов. Материалы докладов Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР – 2006», Томск, 2006, с.324 –326
41. Физика и техника мощных импульсных систем, под ред. Е.П. Велихова. М.: Энергоатомиздат, 1980

42. Жирков И.С., Бурдовицин В.А., Окс Е.М., О влиянии продольного магнитного поля в ускоряющей промежутке на предельные параметры плазменного источника электронов в форвакуумной области давлений Журнал технической физики, 2007, том 77, вып. 9 с. 115-119
43. Использование разряда с неоднородным протяженным полым катодом для повышения плотности тока в форвакуумном плазменном источнике ленточного пучка электронов / А. С. Климов, Ю. А. Бурачевский, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс // ЖТФ. – 2008. – Т. 78, № 4. – С. 43–46.
44. Семенов, А. П. Характеристики отражательного разряда с коробчатой катодной полостью и эмиссионные свойства плазмы разряда / А. П. Семенов // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77, № 2. – С. 131–135.
45. Гаврилов Н.В. Повышение эффективности ионного эмиттера на основе тлеющего разряда с осциллирующими электронами / Н.В. Гаврилов, Д.Р. Емлин // Журнал технической физики. – 2003. – Т. 73, В. 9. – С. 107-112
46. Зенин А. А. Повышение эффективности извлечения электронов из полого катода форвакуумного плазменного электронного источника / А. А. Зенин, А. С. Климов, А. Н. Николаенко // Доклады ТУСУР. – 2017. – Т. 20, № 2. – С. 40–42.
47. Kornilov S. Y. et al. On the beam parameters of an electron gun with a plasma emitter // Technical Physics Letters. – 2013. – Т. 39. – №. 10. – С. 843-846.
48. Бонштедт Б.Э. Фокусировка и отклонение пучков в электронно-лучевых приборах / Б.Э. Бонштедт, М.Г. Маркович. – М.: СовРадио, 1967. – 272 с.
49. Силадьи М. Электронная и ионная оптика: Пер. с англ. / М. Силадьи; пер. И.М. Ахмеджанов, пер. Ф.В. Пригара, пер. В. В. Овчаров. – М.: Мир, 1990. – 638 с.
50. Эмиссионные характеристики источника электронов с плазмой, ограниченной пристеночным ионным слоем / В.Л. Галанский, В.А. Груздев, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе и др. // Журнал технической физики. – 1992. – т. 62. – вып. 6. – с. 108-115.
51. Груздев В.А. Формирование эмиссионного тока в плазменных эмиттерах электронов / В.А. Груздев, В.Г. Залесский // Прикладная физика. – 2009. - № 5. – С. 82-91
52. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V L Galansky, V A Gruzdev, I V Osipov and N G Rempe // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – No. 27. – P. 953-961
53. Hawkes, P. W. (2013). Magnetic electron lenses (Vol. 18). Springer Science & Business Media.
54. Kornilov S.Y. Influence of Gas Flow in Accelerating Gap on Beams Focusing in Electron-Optical System with Plasma Emitter / S.Y. Kornilov, N.G Rempe // 15th International Symposium on

High Current Electronics: Proceedings. Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS. 19-24 September 2010. 2010. – P. 76-79

55. Корнилов С.Ю. Формирование и фокусировка интенсивных электронных пучков в электронно-оптической системе с плазменным эмиттером: дис. канд. тех. наук: 01.04.04 / Корнилов Сергей Юрьевич. – Томск, 2010. – 142 с.

56. Бобров, В. А. Исследование непрерывной генерации пучков электронов в газах среднего давления / В. А. Бобров, В. С. Войтешонок, А. И. Головин // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83, № 8. – С. 121–126.

57. Новиков, А. А. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой / А. А. Новиков. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 95 с.

58. Glow-discharge-created electron beams: Cathode materials, electron gun de-signs, and technological applications / J. J. Rocca [et al.] // J. Appl. Phys. – 1984. – № 56(3). – P. 790–797.

59. Генерация стационарных электронных пучков форвакуумным плазменным источником в области давлений 100 Па / А. А. Зенин, А. С. Климов, В. А. Бурдовицин и др. // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39, № 10. – С. 9–14.

60. Груздев, В. А. Влияние ионизации газа в высоковольтном промежутке с плазменным катодом на положение эмитирующей поверхности плазмы / В. А. Груздев, Ю. Е. Крейндел, Ю. И. Ларин // Журнал технической физики. – 1973. – Т. 43, № 11. – С. 2318–2323.

61. Инициирование разряда в плазменном источнике электронов с полым катодом / И. С. Жирков [и др.] // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76, № 10. – С. 128–131.

62. Григорьев, С. В. Эффект усиления эмиссии при генерации низкоэнергетического субмиллисекундного электронного пучка в диоде с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы / С. В. Григорьев, В. Н. Девятков, Н. Н. Коваль, А. Д. Тересов // Письма в Журнал технической физики. – 2010. – Т. 36, № 4. – С. 23–31.

63. Koval, N. N. Effect of intensified emission during the generation of a submillisecond lowenergy electron beam in a plasma-cathode diode / N. N. Koval, S. V. Grigoryev, V. N. Devyatkov, A. D. Teresov, P. M. Schanin // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2009. – V. 37, No. 10. – P. 1890–1896.

64. Influence of gas pressure on electron beam emission current of pulsed cathodic-arc-based forevacuum plasma electron source / V.A. Burdovitsin, A.V. Kazakov, A.V. Medovnik, E.M. Oks // Physics of Plasmas. – 2017. – Vol. 24. – No. 9. – P. 093109.

65. 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 / Климов Александр Сергеевич. – Томск, 2016. – 302 с.

66. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Тюрюканов // Журнал технической физики. – 1986. – Т. 56, Вып. 1. – С. 66 – 70.
67. Особенности транспортировки электронного пучка, генерируемого плазменным источником в форвакуумной области давлений / А. А. Зенин, А. С. Климов, Д. Б. Золотухин, Е. М. Окс // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57, № 3/3. – С. 136-140.
68. Формирование сфокусированного электронного пучка плазменным источником в форвакуумном диапазоне давлений / И. Ю. Бакеев, А. С. Климов, Ю. А. Бурачевский и др. // Известия ВУЗов. Физика. – 2015. – Т. 58, № 9/2 – С. 44–49.
69. Особенности формирования узкосфокусированных электронных пучков, генерируемых источником с плазменным катодом в форвакуумном диапазоне давлений / И. С. Жирков [и др.] // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76, № 6. – С. 106–110.
70. Исследование пучково-плазменного разряда в установках с различными параметрами / С. Г. Гордиенко [и др.] // Физика плазмы. – 1984. – Т. 10, № 5. – С. 1010–1013.
71. Особенности фокусировки электронного пучка плазменного источника в форвакуумном диапазоне давлений / А. А. Зенин, А. С. Климов, И. Ю. Бакеев и др. // Письма в ЖТФ. – 2016. – Т. 42, № 13. – С. 104–110.
72. Николаев, Г. А. Сварка в машиностроении. Справочник в 4-х т. / Г. А. Николаев. – М.: Машиностроение, 1979. – Т. 2. – 504 с.
73. Problems of electron-beam processing of insulators / A.M. Filachev, B.I. Fouks, D.E. Greenfield // Prikladnaia Fizika. – 1996. – Vol. 3. – P. 39-45.
74. Pawde S. M. Effect of electron beam irradiation on mechanical and dielectric properties of polypropylene films / S. M. Pawde, S. Parab // Journal of Applied Polymer Science. – 2011. – Vol. 119. – No. 2. – P. 1220-1229.
75. Korenev S. The surface modification of dielectrics by a CW electron beam / S. Korenev, J. Kriebel // Vacuum. – 2001. – Т. 62. – №. 2-3. – С. 237-240.
76. Тюньков, А. В. Мониторинг масс-зарядового состава пучковой плазмы модернизированным квадрупольным анализатором в форвакуумной области давлений / А. В. Тюньков, Ю. Г. Юшков, А. С. Климов // Прикладная физика. – 2016. – № 1. – С. 96–99.
77. Особенности генерации плазмы ленточным электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений / А. С. Климов [и др.] // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58, №9/2. – С. 161–166.
78. Мониторинг масс-зарядового состава пучковой плазмы при давлении до 10 Па / Д. Б. Золотухин, А. С. Климов, К. П. Савкин и др. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – №9/3. – С. 106–110.

79. Юшков Ю.Г. Плазменный источник электронов для генерации непрерывных электронных пучков в области предельных рабочих давлений форвакуумного диапазона: дис. канд. тех. наук: 01.04.20 / Юшков Юрий Георгиевич. – Томск, 2012. – 104 с.

80. Electron beam treatment of non-conducting materials by a fore-pump-pressure plasma-cathode electron beam source / V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, A. V. Medovnik, E. M. Oks // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2010. – № 19. – P. 055003.

81. Бурдовицин В. А. О возможности электронно-лучевой обработки ди-электриков плазменным источником электронов в форвакуумной области давлений / В. А. Бурдовицин, А. С. Климов, Е. М. Окс // *Письма в ЖТФ.* – 2009. – Т. 35, № 11. – С. 61–66.

82. Electron beam treatment of ceramics / E. Oks, V. Burdovitsin, A. Klimov et al. // *Beam Technologies and Laser Application: Proceedings of the six international scientific and technical conference.* Saint-Petersburg: Publishing house SPbSPU, 2009. – P. 249–254.

83. Левин, А. М. Конструкционные материалы и герметики в вакуумном приборостроении / А. М. Левин. – М.: Машиностроение, 1986. – 60 с.

84. Зенин А. А. Электронно-лучевая пайка алюмооксидной керамики с металлом с применением форвакуумного плазменного источника электронов / А. А. Зенин, А. С. Климов // *Доклады томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники* – 2013. – Т. 2, № 1(27). – С. 10–13.

85. Generation of an electron beam by the forevacuum plasma source with a single emission channel / I.Yu. Bakeev, A.S. Klimov, E.M. Oks, A.A. Zenin // *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series.* – 2018. – No. 1115. – P. 032001

86. Бакеев И.Ю. Влияние формы катодной полости на эффективность извлечения электронного пучка через одиночный эмиссионный канал в форвакуумной области давлений // *Сборник избранных статей научной сессии ТУСУР, Томск, 16–18 мая 2018 г.: в 3 частях.* – Томск: В-Спектр, 2018 – Ч. 2. – С.79-82

87. Бакеев И. Ю. Влияние формы ускоряющего электрода в форвакуумном плазменном источнике на предельные параметры фокусировки электронного пучка / И. Ю. Бакеев, А. С. Климов // *Доклады ТУСУР.* – 2018. – Т. 21, № 1. – С. 47–50.

88. Generation of high power density electron beams by a forevacuum-pressure plasma-cathode electron source / I. Bakeev, A. Klimov, E. Oks, A. Zenin // *Plasma Sources Science and Technology.* – 2018. – Vol. 27. – Issue 7. –P. 075002.

89. Double-coil magnetic focusing of the electron beam generated by a plasma-cathode electron source / I.Yu. Bakeev, A.S. Klimov, E.M. Oks, A.A. Zenin // *Rev. Sci. Instrum.* – 2019. – Vol. 90. – P. 023302

90. Получение остророфокусированных пучков электронов в диапазоне давлений 15-50 Па / А.А. Зенин, И.Ю. Бакеев, А.П. Андрейчик, А.С. Климов // Перспективы развития фундаментальных наук: сборник трудов XIII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск: Изд-во – Национальный Исследовательский Томский политехнический университет, 2016 – С. 54-56.

91. I.Yu. Bakeev. Modeling the influence of electric field distribution on the formation of a focused electron beam in the accelerating gap of a forevacuum plasma electron source // Электронные средства и системы управления: материалы докладов XIII Международной научно-практической конференции (29 ноября – 1 декабря 2017 г.): в 2 ч. – Ч. 2. – Томск: В-Спектр, 2017. – С. 197-200.

92. Бакеев И.Ю. Фокусировка электронного пучка, генерируемого плазменным источником в форвакуумной области давлений / И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин // Современные проблемы физики и технологий. VI-я Международная молодежная научная школа-конференция (21 апреля 2017 г.): Тезисы докладов. Часть 1. М.: НИЯУ МИФИ, 2017. – С. 296А-296Б

93. Бакеев И.Ю. Изменение геометрии пятна узкофокусированного электронного пучка при отклонении на горизонтальной поверхности в области давлений 10–30 паскалей / И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин // Перспективы развития фундаментальных наук: сборник трудов XIV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых (25-28 апреля 2017 г.). – Томск: Изд-во – Национальный Исследовательский Томский политехнический университет, 2017. – С. 21-23.

94. Бакеев И.Ю. Применение двойной фокусирующей катушки для получения остророфокусированного пучка электронов в диапазоне давлений 10-30 Па / И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин // Прогрессивные технологии и процессы: Сборник научных статей 4-й Международной молодежной научно-технической конференции (21-22 сентября 2017 г.). – Курск: Из-во «Университетская книга», 2017. – С. 21-25

95. Ким В.С. Параметры электронного пучка, генерируемого через одиночный эмиссионный канал плазменного источника в форвакуумной области давлений / В.С. Ким, И.Ю. Бакеев // Сборник избранных статей научной сессии ТУСУР, Томск, 16–18 мая 2018 г.: в 3 частях. – Томск: В-Спектр, 2018 – Ч. 2. – С.82-85

96. Bakeev I.Yu. Emission of a narrow-focused electron beam through a single channel of the forevacuum electron source // Сборник избранных статей научной сессии ТУСУР, Томск, 16–18 мая 2018 г.: в 3 частях. – Томск: В-Спектр, 2018 – Ч. 3. – С.227-230

97. Composition of the gas atmosphere during the electron beam interaction with the alumina powder in the forevacuum pressure range / I.Yu. Bakeev, A.A. Zenin, Tyun'kov A.V., A.S. Klimov // Доклады ТУСУРа. – 2016 – Том 19, № 4. – С. 13-16.

98. О возможности прецизионной электронно-лучевой обработки протяженных диэлектрических изделий плазменным источником электронов в форвакууме / И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин, А.С. Климов, Е.М. Окс // Прикладная физика. – 2017. - №3. – С. 26-30

99. О распределении тепловых полей при электронно-лучевой обработке кварцевого стекла плазменным источником электронов / И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин, А.С. Климов, Е.М. Окс // Прикладная физика. – 2018. – Т.21, № 2.

100. The possibilities of dimensional electron-beam processing as applied to selective sintering of oxide ceramics in the forevacuum pressure range / I.Yu. Bakeev, E.S. Dvilis, A.S. Klimov, E.M. Oks, A.A. Zenin // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2017. – No. 945. – P. 012016.

101. Narrow-aperture electron beam in the forevacuum pressure range as a tool for dimensional processing of silica glass / A. Zenin, A. Klimov, I. Bakeev // MATEC Web of Conferences. – 2018. – No. 143. – P. 03006.

102. Electron-beam synthesis of graded metal-ceramic materials in the forevacuum pressure range / A.S. Klimov, I.Yu. Bakeev, A.A. Zenin // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – No. 1115. – P. 032037

103. Forevacuum Plasma Electron Source for Dielectric Surface Treatment / A.Zenin, I. Bakeev, Y. Burachevsky, A. Klimov, E. Oks, Y. Yushkov //2018 20th International Symposium on High-Current Electronics (ISHCE). – IEEE, 2018. – С. 43-45.

104. О возможности селективного послойного спекания керамических порошков электронным пучком в форвакуумной области давлений / И.Ю. Бакеев, А.С. Климов, Э.С. Двилис и др. // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2016. – Том 59, № 9/3. – С. 229-232

105. Bakeev I.Yu. Electron-beam Sintering in the Forevacuum Pressure Range of Zirconia and Alumina Powders without Pressing // Электронные средства и системы управления: материалы докладов XII Международной научно-практической конференции (16–18 ноября 2016 г.): в 2 ч. – Ч. 2. – Томск: В-Спектр, 2016. – С. 206-208.

106. Состав газовой атмосферы при взаимодействии электронного пучка с порошком оксида алюминия в форвакуумной области давлений / И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин, А.В. Тюньков, А.С. Климов // Электронные средства и системы управления: материалы докладов XII Международной научно-практической конференции (16–18 ноября 2016 г.): в 2 ч. – Ч. 1. – Томск: В-Спектр, 2016. – С. 154-157.

107. Особенности обработки диэлектрических порошков электронным пучком в форвакууме / И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин, А.С. Климов // Перспективы развития фундаментальных наук: сборник трудов XIII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых

ученых. – Томск: Изд-во – Национальный Исследовательский Томский политехнический университет, 2016 – С. 24-26.

108. Forevacuum plasma source of continuous electron beam / A.S. Klimov, I.Yu. Bakeev, E.M. Oks, A.A. Zenin // Laser and Particle Beams. – 2019. (<https://doi.org/10.1017/S0263034619000375>)



## ПРИЛОЖЕНИЕ 1 Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №1

## РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2017661102

Расчет диаметра электронного пучка по осциллограмме

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР) (RU)*

Авторы: *Бакеев Илья Юрьевич (RU), Зенин Алексей Александрович (RU), Медовник Александр Владимирович (RU)*

Заявка № 2017617878

Дата поступления 04 августа 2017 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 03 октября 2017 г.

Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ивлиев





## ПРИЛОЖЕНИЕ 2 Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №2

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2016615917

**Определение параметров плазмы по зондовой  
характеристике**

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР) (RU)*

Авторы: *Бакеев Илья Юрьевич (RU), Климов Александр Сергеевич (RU), Андрейчик Анна Павловна (RU), Зенин Алексей Александрович (RU)*

Заявка № 2016613700

Дата поступления 15 апреля 2016 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 02 июня 2016 г.

Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

*Г.П. Ивлиев* Г.П. Ивлиев





## ПРИЛОЖЕНИЕ 3 Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №3

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2018661019

РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАЗМЫ В  
ЭМИССИОННОМ КАНАЛЕ ФОРВАКУУМНОГО  
ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОНОВ

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР) (RU)*

Авторы: *Климов Александр Сергеевич (RU), Бакеев Илья Юрьевич (RU), Юшков Юрий Георгиевич (RU)*

Заявка № **2018618546**

Дата поступления **09 августа 2018 г.**

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ **31 августа 2018 г.**

Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

*Г.П. Ивлиев*





## ПРИЛОЖЕНИЕ 4 Патент на полезную модель

## РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## ПАТЕНТ

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 183652

ПРИСПОСОБЛЕНИЕ ДЛЯ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ  
СВАРКИ ТРУБ ИЗ СТЕКЛА

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

Авторы: *Бакеев Илья Юрьевич (RU), Бурдовицин Виктор Алексеевич (RU), Зенин Алексей Александрович (RU), Климов Александр Сергеевич (RU), Окс Ефим Михайлович (RU), Фролова Валерия Петровна (RU)*

Заявка № 2018114852

Приоритет полезной модели 20 апреля 2018 г.

Дата государственной регистрации в

Государственном реестре полезных

моделей Российской Федерации 28 сентября 2018 г.

Срок действия исключительного права

на полезную модель истекает 20 апреля 2028 г.

Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ивлиев





ПРИЛОЖЕНИЕ 5 Патент на изобретение

# РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2627796

### СПОСОБ ПОСЛОЙНОГО ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО СПЕКАНИЯ ИЗДЕЛИЙ ИЗ КЕРАМИЧЕСКОГО ПОРОШКА

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

Авторы: *Бакеев Илья Юрьевич (RU), Бурачевский Юрий Александрович (RU), Бурдовицин Виктор Алексеевич (RU), Зенин Алексей Александрович (RU), Климов Александр Сергеевич (RU), Окс Ефим Михайлович (RU)*

Заявка № 2015153148

Приоритет изобретения 10 декабря 2015 г.

Дата государственной регистрации в

Государственном реестре изобретений

Российской Федерации 11 августа 2017 г.

Срок действия исключительного права

на изобретение истекает 10 декабря 2035 г.



Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ивлиев



## ПРИЛОЖЕНИЕ 6 Акт об использовании



Общество с ограниченной ответственностью  
«Научно-производственная компания  
Томские электронные технологии»  
(ООО «НПК ТЭТА»)

производство электронно-лучевого оборудования

Юридический адрес: 634570, Томская область,  
Томский район, с. Богашево, ул.Путепровод, 2.  
Почтовый адрес: 634526, г.Томск, д.Лоскутово,  
ул.Советская, 1а.

Телефон: (3822) 943-000, 943-977  
Факс : (3822) 943-076  
[www.tetacom.ru](http://www.tetacom.ru) e-mail: [info@tetacom.ru](mailto:info@tetacom.ru)  
ИНН 7017292040 КПП 701401001

10.06.2019 № 120

## Акт

## об использовании результатов диссертационной работы

Настоящим актом подтверждается, что результаты научных исследований по генерации, формированию и транспортировке сфокусированного электронного пучка в форвакуумной области давлений, полученные в диссертационной работе младшего научного сотрудника Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники Бакеева Ильи Юрьевича «Генерация форвакуумным плазменным источником электронов сфокусированных непрерывных пучков для обработки диэлектрических материалов», представляемой на соискание ученой степени кандидата технических наук, использовались в ООО «НПК ТЭТА» при выполнении комплексного проекта «Создание производства нового поколения электронно-лучевого оборудования на основе различных эмиссионных систем для сварки, пайки, обработки поверхностей и аддитивных технологий» шифр 2015-218-07-018, реализуемого в соответствии с Постановлением Правительства Российской Федерации № 218 от 9 апреля 2010 года.

Директор



И (Р.Г. А.Г.) А.Г.Рау