Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский

Томский политехнический университет»

На правах рукописи

Нгуен Бао Хынг

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ИСТОЧНИКАХ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ

01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук Коваль Тамара Васильевна

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ
ГЛАВА 1. ЭЛЕКТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ
НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ 12
1.1. Экспериментальные системы источников с плазменным катодом 12
1.2. Математическое моделирование газового разряда
1.3. Выводы по первой главе 30
ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА
НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ПОЛОМ КАТОДЕ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ 31
2.1. Характеристики тлеющего разряда низкого давления в полом катоде 31
2.1.1. Самостоятельный режим горения
2.1.2. Несамостоятельный режим горения
2.2. Нагрев деталей в плазме тлеющего разряда 40
2.3. Моделирование диффузионно-кинетических процессов
2.4. Выводы по второй главе 45
ГЛАВА З. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ В ИСТОЧНИКЕ
ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАЗМЕННЫМ СЕТОЧНЫМ КАТОДОМ НА ОСНОВЕ
ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ
3.1. Характеристики разрядной плазмы 48
3.2. Исследование потенциала сеточного электрода в электродной системе
электронного источника с плазменным катодом 51
3.3. Генерация анодной плазмы в режиме усиления тока эмиссии 56
3.4. Пробой ускоряющего промежутка 62
3.5. Выводы по третьей главе
ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ И ПОТЕРЬ ТОКА ПУЧКА
В ЭЛЕКТРОННОМ ИСТОЧНИКЕ С МНОГОАПЕРТУРНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ
ЭМИТТЕРОМ
4.1. Исследование характеристик разрядной и пучковой плазмы
4.2. Исследование потерь тока электронного пучка в диоде и при выводе в

Актуальность работы

В настоящее время находят все большее применение плазменно-пучковые технологии модификации поверхности материалов и изделий. Для этих целей разрабатываются генераторы плазмы и электронные источники с плазменным катодом на основе дугового разряда [1-17].

Эффективная ионная очистка и азотирование поверхности деталей осуществляется в газоразрядной системе на основе несамостоятельного тлеющего разряда с полым катодом большой площади [18-22]. В этой системе напряжение горения разряда порядка сотен вольт, благодаря внешней инжекции электронов обеспечивается регулировка тока разряда и напряжения его горения независимо от давления и сорта рабочего газа. Для эффективной плазменной обработки деталей, расположенных в полом катоде, важным является управление характеристиками несамостоятельного газового разряда низкого давления.

Электронные источники с плазменным катодом на основе дугового разряда с сеточной стабилизацией плазменной границы на основе серии «СОЛО» [1-12], обеспечивают формирование импульсов с длительностью от десятков до сотен микросекунд, амплитудой тока до сотен ампер при энергии электронов в десятки кэВ, предельные плотности энергии 100 Дж/см² за один импульс и плотности тока (1÷10) А/см² [4-12]. Влияние эмиссии электронов из плазмы на его потенциал, а также наличие ионного тока, поступающего из ускоряющего промежутка на эмиссионный электрод и разрядную систему плазменного катода является характерной особенностью электронных источников с плазменным катодом и сеточным эмиссионным электродом. Это может приводить к нарушению работы плазменного катода в связи с неконтролируемым изменением параметров генерируемого им электронного пучка и, как следствие, пробою ускоряющего промежутка [6,12,17]. Поэтому теоретическое исследование потенциала плазмы и vсловий пробоя ускоряющего промежутка в электронных источниках с плазменным катодом и сеточной стабилизацией эмиссионной границы плазмы

представляет интерес.

Электронные пучки большого сечения, выводимые в атмосферу через выпускные фольговые окна, являются перспективным для использования в целях. Источник научных И технологических электронов с сеточным многоапертурным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления [23-30], обеспечивает генерацию электронного пучка с площадью поперечного сечения (75×15) см², энергией (100÷200) кэВ, амплитудой тока пучка, выведенного в атмосферу, (2÷30) А. Для повышения коэффициента полезного действия источника представляет интерес исследование основных механизмов потерь тока широкоапертурного электронного пучка.

Тематика диссертационной работы, направленная на теоретическое исследование генерации плазмы и электронного пучка в электронных источниках с плазменным катодом, представляется актуальной, поскольку являются актуальными вопросы управления процессами плазменно-пучковой обработки, обусловливающие дальнейшее развитие технологий по улучшению эксплуатационных свойств материалов и изделий.

Цель диссертационной работы – теоретическое исследование с применением численного моделирования генерации плазмы и электронного пучка в источниках с плазменными катодами на основе тлеющего и дугового разрядов низкого давления.

Основные задачи исследований:

- Построение математической модели и численное исследование несамостоятельного тлеющего разряда низкого давления в полом катоде большой площади.
- Теоретическое исследование влияния эмиссии электронов на потенциал плазмы относительно эмиссионного сеточного электрода в электронном источнике с плазменным катодом.
- Определение механизма пробоя ускоряющего промежутка в электронном источнике на основе дугового разряда с сеточным плазменным катодом в режиме усиления тока эмиссии.

 Теоретическое исследование генерации плазмы и основных механизмов потерь тока пучка в широкоапертурном электронном источнике с плазменным катодом.

Научная новизна работы заключается в следующем

1. Теоретически с применением численного моделирования показано, что в полом катоде управление основными характеристиками тлеющего разряда (напряжением горения разряда, его током и концентрацией плазмы) при изменении соотношений площадей анода, катода и деталей, находящихся под потенциалом катода, осуществляется током дополнительной инжекции электронов в катодную полость.

2. Теоретически установлено, что в электронном источнике с сеточным плазменным катодом в режиме эмиссии электронов происходит смена полярности напряжения между катодом и эмиссионным электродом, что связано с влиянием ускоряющего напряжения на потенциал плазмы (относительно эмиссионного электрода) и его сильной зависимостью от давления газа. Показано, что в электронных источниках с плазменным катодом на основе дугового разряда с сеточной стабилизацией эмиссионной границы плазмы максимальное значение потенциала плазмы, при котором отсутствует пробой ускоряющего промежутка, в диапазоне давлений рабочего газа (аргон) 0,035÷0,1 Па составляет ~270÷170 В.

3. Численным моделированием показано, что в многоапертурном плазменном катоде увеличение площади маски, расположенной на эмиссионной сетке ($S_{mask} \approx 0.5S_{grid}$), а также сопротивления в цепи полого анода до $R \ge 10$ Ом, позволяет повысить концентрацию разрядной плазмы более чем на 30 %.

4. Численно показано, что потери тока пучка на опорной решетке выпускного фольгового окна связаны с существенной зависимостью оптических характеристик элементарных электронных пучков конфигурации ускоряющего поля в ячейках сетки. При диаметрах отверстий на маске и решетке 8 мм и 15 мм, давлении газа 0,04 Па и плотности тока пучка $j_b \approx 0,1$ А/см² потери тока пучка на опорной решетке составляют до 7 %. Теоретически показано, что потери тока пучка за счет ионного тока – менее 1 %.

Практическая значимость работы

Результаты, полученные в диссертационной работе, применялись при анализе экспериментов по генерации плазмы и электронного пучка в плазменных источниках, разрабатываемых в Институте сильноточной электроники СО РАН и могут быть использованы при:

• оптимизации плазменно-химической обработки деталей с помощью технологических факторов несамостоятельного газового разряда низкого давления в полом катоде;

• оптимизации рабочих параметров и режимов работы электронных источников с плазменным катодом с сеточной стабилизацией границы плазмы;

• оптимизации широкоапретурных электронных источников с плазменным катодом и уменьшения энергетических потерь выводимого в атмосферу электронного пучка.

Методы исследования:

Диссертация выполнена при применении аналитического и численного моделирования.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Теоретически с применением численного моделирования показано, что управление характеристиками несамостоятельного тлеющего разряда в полом катоде при изменении соотношения площадей анода, катода размещенных в нем деталей осуществляется изменением тока дополнительной инжекции электронов.

2. Теоретически установлено, что в электронном источнике эмиссия электронов из плазменного катода приводит к увеличению потенциала плазмы относительно сеточного электрода, который имеет существенную зависимость от давления газа.

3. Теоретически показано, что пробой ускоряющего промежутка в электронных источниках с плазменным катодом на основе дугового разряда с сеточной стабилизацией эмиссионной границы плазмы в режиме усиления тока эмиссии происходит при превышении потенциала плазмы выше критического.

4. Численным моделированием установлено, что в многоапертурном

электронном концентрация разрядной плазмы источнике зависит OT сопротивления в цепи анода и площади маски, расположенной на эмиссионной сетке; потери тока пучка на опорной решетке связаны с расширением обусловленным элементарных пучков В ускоряющем промежутке, неоднородностью электрического поля в ячейках эмиссионной сетки.

Апробация результатов

Основные результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на научных семинарах кафедры прикладной математики ИК ТПУ и доложены на следующих конференциях:

• X (XII, XIII) Всероссийская научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Молодежь и современные информационные технологии», Россия, г. Томск, 2012 г. (2014, 2015);

• XI (XII) Международная конференция «Газоразрядная плазма и ее применения», Россия, г. Томск, 2013 г. (2015);

• X (XI, XII) Всероссийская научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Технологии Microsoft в теории и практике программирования», Россия, г. Томск, 2013 г. (2014, 2015);

• VI (VII) Всероссийской научно-практической конференции «Научная инициатива иностранных студентов и аспирантов российских вузов», Россия, г. Томск, 2013 г. (2014);

• X (XII) Международная научная конференция «Радиационнотермические эффекты и процессы в неорганических материалах», Россия, г. Ялта, 2014 г. (2016);

• I (II, III) Международная конференция «Информационные технологии в науке, управлении, социальной сфере и медицине», Россия, г. Томск, 2014 г. (2015, 2016);

• Всероссийская (с международным участием) конференция «Физика низкотемпературной плазмы», Россия, г. Казань, 2014 г.;

8

• International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2014), Russia, Tomsk, 2014;

• V Международный Крейнделевский семинар «Плазменная эмиссионная электроника», Россия, Республика Бурятия, 2015;

• VIII International Conference «Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-8)», Belarus, Minsk, 2015;

• 11-ая Международная конференция «Взаимодействие излучений с твердым телом (ВИТТ-2015)», Беларусь, г. Минск, 2015 г.;

• XX Всероссийская научно-техническая конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Научная сессия ТУСУР 2015», Россия, г. Томск, 2015 г.

Публикации

Материалы диссертации опубликованы в 29 работах, из которых **5 статей** в научной периодике, индексируемой международными базами данных (Web of Science, Scopus и др.), **3 статьи** в отечественных рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК РФ, а также **21 полнотекстовый доклад** в трудах международных и всероссийских конференций и симпозиумов.

Достоверность результатов диссертационной работы подтверждается удовлетворительным совпадением расчетных зависимостей с экспериментальными данными и систематическим характером исследований.

Личный вклад автора состоит в проведении аналитических и численных расчетов, сравнительном анализе экспериментальных и теоретических результатов, формулировании научной новизны, защищаемых положений и выводов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения. Объем диссертации составляет 106 страниц, включая 52 рисунка, 2 таблицы и список литературы из 97 наименований.

Краткое содержание диссертационной работы

Во введении обоснована актуальность, цель, научная новизна и практическая значимость диссертационной работы. Излагается краткое содержание диссертационной работы, формулируются научная новизна и выносимые на защиту научные положения.

В первой главе проведен краткой обзор экспериментальных систем с плазменным катодом и теоретических работ по генерации плазмы и электронного пучка в электронных источниках с плазменным катодом. Проведено описание математической и численных моделей.

Во второй главе теоретически с применением численного моделирования исследована генерация плазмы тлеющего разряда низкого давления В самостоятельном и несамостоятельном режимах горения в полом катоде большой площади. Теоретически показано, что в полом катоде большой площади в несамостоятельном режиме горения тлеющего разряда управление характеристиками разряда при изменении соотношения площадей анода, катода и деталей осуществляется изменением тока дополнительной инжекции в катодную полость. Проведено математическое моделирование процессов горения несамостоятельного разряда, ионизации газа, нагрева деталей (при бомбардировке их ионами плазмы и за счет активных экранов) и диффузии азота в металл. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментом.

В третьей главе теоретически с применением численного моделирования исследована генерация разрядной и пучковой плазмы в электронном источнике с плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления. Показано, что в электронном источнике с плазменным катодом взаимосвязь процессов генерации пучковой плазмы в плазменном аноде, созданным электронным пучком, и разрядной плазмы в плазменном катоде, определяется влиянием потока ионов из плазменного анода и ускоряющим напряжением. В режиме эмиссии электронов происходит смена полярности напряжения между катодом и эмиссионным электродом 3a счет потенциала плазмы (относительно эмиссионного электрода), который имеет сильную зависимость от давления газа. Теоретически показано, что в режиме усиления тока эмиссии амплитуда и форма

импульса тока пучка определяются импульсом тока разряда, а также процессами в плазменном аноде, связанными со скоростью объемной ионизации газа электронным пучком И ионно-электронной эмиссией на поверхности электрода и разрядной плазмы. Записано условие пробоя эмиссионного ускоряющего промежутка в режиме усиления тока эмиссии в электронных источниках с плазменным катодом. Получены оценки максимального значения потенциала плазмы, при котором отсутствует пробой ускоряющего промежутка, в электронных источниках с плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментом.

В четвертой главе исследована генерация плазмы и электронного пучка в электронном источнике с многоапертурным плазменным катодом. Численно показано, что увеличение площади маски в многоапертурном плазменном катоде, а также сопротивления в цепи анода увеличивает эффект электростатической ловушки в разрядной области, что приводит к увеличению концентрации разрядной плазмы. Проведен траекторный анализ электронов, эмитируемых из плазменного катода в ускоряющий промежуток. Аналитически и численным моделированием проведено исследование потерь тока электронного пучка, связанных с расширением поперечного сечения элементарных электронных пучков в ускоряющем промежутке и с ионным током, обусловленным объемной ионизацией рабочего газа и газа, десорбированного с поверхности опорной решетки и фольги. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментом.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

ГЛАВА 1. ЭЛЕКТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Основными требованиями при плазменно-пучковой обработке деталей и изделий к электронным источникам являются: стабильность работы во времени, получение пучков электронов с энергией (1÷30 кэВ) и плотностью тока пучка (1÷10 A/см²) при давлении рабочего газа < 1 Па [31-37].

Плазменная обработка поверхности деталей осуществляется с использованием системы генерации плазмы на основе тлеющего разряда низкого давления (0,2÷1) Па в полом катоде большой площади [20,22]. Эффективность обработки существенно зависит от концентрации плазмы, энергии ионов, бомбардирующих поверхность, и температуры детали.

Стабильная работа электронных источников с плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления (0,03÷0,1 Па) и сеточной стабилизацией эмиссионной границы катодной плазмы осуществляется в узком диапазоне параметров системы и пучка [6,12,17,33,34]. Пробой ускоряющего промежутка ограничивает предельные параметры данных источников.

В электронных источниках широких электронных пучков, выводимых в атмосферу, одной из проблем является потеря тока и энергии электронов в ускоряющем промежутке и окне вывода пучка [23-29].

Математическое моделирование процессов генерации плазмы и формирования электронного пучка имеет большое значение для повышения производительности процесса плазменно-пучковой обработки материалов и изделий в электронных источниках с плазменным катодом.

1.1. Экспериментальные системы источников с плазменным катодом

Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов используется в источнике с катодом-лабиринтом [33] для получения тока разряда до 700 А при низком давлении газа (~0,01 Па). Конструкция источника, отличается от классической стеклянной разрядной трубки в получении эффекта

электростатической ловушки, при которой длина пути электрона в рабочем диапазоне давлений больше ширины электростатической ловушки. Данный эффект присутствует в полом катоде большой площади [18-22], в котором в несамостоятельном режиме горения разряда проводится обработка поверхности деталей при низкой энергии ионов (сотни электрон-вольт) и высокой плотности их тока (~1 мA/см²). На рис. 1.1 представлена схема экспериментальной установки разряда с полым катодом [20].



Рис. 1.1 Схема экспериментальной установки: *1* – анод тлеющего разряда; *2* – образцы; *3* – камера (полый катод) тлеющего разряда; *4* – сетка; *5* – анод дугового разряда; *6* – диафрагма; *7* – полый катод дугового разряда; *8* – магнитная катушка; *9* – поджигающий электрод [20]

Основной разряд зажигался между полым катодом *3* с площадью поверхности 2 × 10⁴ см², роль которого играла вакуумная камера, и трубчатым U – образным анодом *1* диаметром 12 мм, состоящим из двух секций. Площадь анода изменялась перемещением его вглубь камеры – полого катода. Напуск рабочего газа аргона (или азота) и эмиссия электронов вспомогательного разряда в полый катод производилась через эмиссионное окно диаметром 160 мм.

В самостоятельном режиме горения при давлении аргона в камере (полом катоде) p = 0,65 Па разряд зажигается при напряжении $U_d \sim 400$ В и гаснет при $U_d \sim 200$ В. При изменении U_d от 200 до 750 В ток разряда I_d возрастал от 2 до 35 А. Плотность ионного тока на катод $j_i \sim 1,1$ мА/см², измеренная величина коэффициента вторичной эмиссии $\gamma = 0,12\div0,16$. Радиальное распределение параметров плазмы самостоятельного тлеющего разряда; концентрация плазмы и



потенциал плазмы, полученные экспериментально [19-20], показаны на рис. 1.2.

Рис. 1.2. Радиальное распределение параметров плазмы самостоятельного тлеющего разряда при $S_a = 220 \text{ см}^2$, $I_d = 30 \text{ A}$, p = 0,65 Па: 1 и 2 – концентрация плазмы; 3 и 4 – потенциал плазмы; 5 и 6 – температура электронов; $1,3,5 - N_2$;

2,4,6 – Ar [19]

В самостоятельном режиме горения от давления в камере напряжение горения разряда имеет сильную зависимость от давления рабочего газа в диапазоне p < 1 Па. Это ограничивает возможность азотирования деталей, расположенных в полости катода при различных давлениях и сохранении плотности ионного тока на обрабатываемых поверхностях.

В полом катоде [18-20] в несамостоятельном режиме горения при изменении напряжения горения U_d от 0 до 350 В ток разряда I_d линейно растет от 0 до 35 А. Экспериментально получено, что радиальные распределения параметров плазмы основного разряда в несамостоятельном и самостоятельном режимах горения аналогичны. В эксперименте [20] показано, что при изменении соотношения площадей анода и катода удержание напряжения и тока горения разряда, а также концентрации плазмы осуществляется в несамостоятельном режиме горения тлеющего разряда за счет изменения тока вспомогательного разряда. При поддержании основного тока разряда $I_d = 30$ А внешний ток и регулировка площади анода позволяют стабилизировать напряжение горения в диапазоне (190÷350) В, что в (1,5÷3) раза ниже напряжения горения в

самостоятельном режиме [20].

Под давлением до 1 Па в полом катоде проводилась плазменная обработка и азотирование поверхности деталей под потенциалом катода, расположенных внутри его полости [18-21]. Для эффективного управления процессом плазменной обработки деталей в полом катоде представляет интерес теоретическое исследование условия горения тлеющего разряда в режиме дополнительной эмиссии электронов и влияния деталей, расположенных в полости катода, на характеристики разряда.

Для электронно-пучковой обработки поверхности деталей используются электронные источники с плазменным катодом, параметры некоторых источников приведены в таблице 1.1. Электронный источник с плазменным катодом на разряда низкого давления с сеточной стабилизацией основе дугового эмиссионной границы катодной плазмы (система на основе источника «СОЛО» [11,12]) показана на рис. 1.3. Разрядная система плазменного катода частично погружена в расходящееся магнитное поле соленоида 7, обеспечивающего поле величиной $B_z = 0,1$ Т в центре катушки ($B_g = 35$ мТ в районе эмиссионной сетки). Соленоид 6 создает поле величиной B = 25 мT в районе коллектора 5. Электронный пучок извлекается через эмиссионное окно диаметром 60 мм, перекрытое сеткой из нержавеющей стали с размером ячеек (0,3×0,3) мм и транспортируется в трубе дрейфа 4 (диаметром 80 мм) до коллектора 5, установленного на расстоянии 250 мм от сеточного электрода 3.

Схема многодугового источника [14-17] электронов показана на рис 1.4, в котором получены токи до 1 кА. Эмитирующая электроны плазма генерировалась с помощью шести электродуговых плазмогенераторов, расположенных в плазменном эмиттере диаметром 200 мм и длиной 250 мм с эмиссионным сеточным окном диаметром 140 мм.

Стабильная генерация эмиссионной плазмы и получение электронного пучка с высокой плотностью тока ($j_b = (1 \div 10) \text{ A/cm}^2$) в плазменных источниках получена при сеточной стабилизации границы эмиссионной плазмы [31,38-40]



Рис. 1.3. Схема электродов электронного источника с плазменным катодом и цепей его электропитания. *1* – катод, *2* – анодная вставка диаметром 80 мм, *3* – эмиссионный сеточный электрод, *4* – труба дрейфа, *5* – коллектор, *6*,*7* – соленоиды [12]



Рис.1.4. Упрощенная схема стенда источника электронов с сеточным плазменным катодом: *1* – вакуумная камера, *2* – плазменный эмиттер, *3* – труба дрейфа,

4 – цилиндр Фарадея [14]

В электронных источниках С плазменным катодом сеточной С стабилизацией границы катодной плазмы эмиссия электронов из плазмы осуществляется с частично открытой плазменной поверхности в центральной части ячеек сетки и через потенциальный барьер по их краям. Эмиссия электронов из плазмы не только изменяет ее потенциал, но и влияет на другие параметры плазмы, что может приводить к неустойчивому горению разряда, генерирующего эмиссионную плазму, к возникновению высокочастотных

колебаний, приводить к изменению концентрации эмиссионной плазмы и к соответствующему росту разрядного тока [6,12,16]. Процессы, происходящие в области эмиссионного сеточного электрода, следует учитывать, как при разработке плазменных эмиттеров, так и при разработке их источников электропитания. Понимание этих процессов позволит точнее определить требования к параметрам источников электропитания и определить способы повышения стабильности работы плазменных катодов с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы и увеличения их предельных параметров.

Электронные источники с плазменным катодом на основе источника «СОЛО» обеспечивают электронные пучка с плотностью энергии до 100 Дж/см² при давлении газа (аргон) p = 0,045 Па (таблица 1.1). В электронном источнике [14-17] с плазменным катодом на основе многодугового разряда получена мощность электронного пучка до 5 кДж.

Снижение давления газа в сильноточном разряде до ~ 0,01 Па позволило разработать электронные пушки с большой поверхностью плазменного эмиттера (катод-лабиринт) [33], а конструкция электродов получить энергии электронного пучка до 20 кДж [33-37] (Таблица 1.1). Плотность энергии 1,2 кДж/см² электронного пучка получена при использовании электронной пушки с компрессией пучка в диоде со сферической оптикой [32]. В электронном источнике [34] реализована генерация плазмы тлеющего разряда в катоделабиринте и 2-х ступенчатая схема ускорения. При амплитуде тока тлеющего разряда до 700 А и подаче импульса ускоряющего напряжения амплитудой 200 кВ формируется пучок диаметром ~ 17 см с амплитудой \cong 450 А. Двухступенчатая схема ускорения, при которой между двумя сетками напряжение меньше, чем при отсутствии второй сетки, обеспечивается электрическую прочность ускоряющего промежутка до 500 кВ [33].

При применении и разработке плазменных источников широких электронных пучков одним из важных вопросов является минимизация энергетических потерь пучка при выводе пучка из вакуума в атмосферу. Электронные источники с плазменным эмиттером на основе дугового разряда

17

низкого давления с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы разрабатываемые в Институте сильноточной электроники СО РАН, позволяют формировать электронные пучки с заранее прогнозируемой структурой [39,41].

	Источник электронов					
Параметры	«СОЛО» 1 [3-9]	«СОЛО» 2 [11-13]	Источник с много- дуговым катодом [14-17]	Источник со сферическ ой оптикой [34,35,37]	Источник с катодом- лабиринтом [33]	
I_d , A	50÷100	150÷250	250÷1000	100÷50	700	
I_b, A	50÷250	200÷300	650÷1000	150÷250	450	
<i>r</i> _b , CM	2	3	7	2	8,5	
j_b , А/см ²	4÷20	7÷10,6	3,25÷6,5	12÷20	2	
$n_b, 10^9 \mathrm{cm}^{-3}$	(3÷7)	(5÷9)	(1÷3)	(3÷8)	1,3	
р, Па	0,02÷0,045	0,03÷0,11	0,02÷0,035	0,01÷0,1	0,01	
$R_c imes H_c$, см ³	4×12	4 × 12	20×25	8 × 60	11×28	
$R_a imes H_a$, см ³	4×25	4×25	8 × 75	2×50	$25 \times 25 \times 50$	
$B_{z, max}, \Gamma c$	36÷300	100÷250	350÷500	-	-	
<i>U_{max a}, к</i> В	25	10	90	250	200	
$I_{b max}, A$	250	300	500	250	450	
<i>т_{имп}</i> , мкс	200	200	100	250	100	
P_b , кВт/см ²	497	106	292	2110	231	
<i>w</i> , Дж/см ²	99,5	21,2	29,2	1200	23	
W, кДж	1,25	0,6	4,5	15	21	
$U_a^{1/4} j_b^{1/2}$ (кВ ^{1/4} А ^{1/2} /см)	10	6,5	6,8	17,8	6,5	
$\varphi_{nmax}, \mathbf{B}$ (3.27)	255	170	270	-	-	

Таблица 1.1. Параметры электронных источников

Здесь I_d – ток разряда, I_b – ток электронного пучка, j_b – плотность тока электронного пучка, n_b – плотность пучка электронов, p – давление рабочего газа,

 R_c , H_c – радиус и длина плазменного катода, R_a , H_a – радиус и длина канала транспортировки электронного пучка, $B_{z, max}$ – максимальное значение магнитного поля, $U_{max a}$ – максимальное ускоряющее напряжение, $I_{b max}$ – максимальный ток пучка, τ_{umn} – длительность импульса тока пучка, P_b – плотность мощности электронного пучка, w – плотность энергии электронного пучка, W – энергия пучка, φ_{nmax} – максимальное значение потенциала плазмы.

На рис 1.5 показана схема источника электронов многоапертурным плазменным эмиттером и выводом генерируемого электронного пучка через выпускное фольговое окно в атмосферу [23-30]. Внутренняя поверхность полуцилиндра с размерами (200 × 150 × 800) мм играет роль общего полого анода 1 для двух катодных узлов. На эмиссионную сетку 4 с габаритными размерами (750×150) мм уложена маска 5 из нержавеющей стали толщиной 200 мкм. Маска разделяет эмиссионную поверхность на 344 ячейки диаметром (8÷12) мм, которые являются отдельными эмиссионными структурами плазменного эмиттера. Внутри полого анода установлен металлический экран 6, который через сопротивление электрически соединен с полым анодом 1, что необходимо для переключения и горения тока разряда в область эмиссионной сетки. Отбор электронов из плазмы с площади плазменной поверхности этих структур осуществляется под действием постоянного ускоряющего напряжения величиной до 200 кВ, приложенного между эмиттером и выпускным фольговым окном источника, расстояние между которыми равно 120 мм. В опорной решетке 7 с общей геометрической прозрачностью 56 % имеется такое же количество соосных отверстий, как и в маске эмиссионной структуры, но всегда большего диаметра. Широкий электронный пучок представляет суперпозицию элементарных пучков, сформированных отдельными эмиссионными структурами, плазменная граница которых стабилизирована мелкоструктурной металлической сеткой. Выпускное фольговое окно перекрыто фольгой 8 из алюминий-магниевого сплава АМГ-2н толщиной 30 мкм, имеющей минимальный порог по выводу электронов около 70 кэВ.



Рис. 1.5. Схема источника электронов большого сечения с сеточным плазменным эмиттером: 1 – полый анод, 2 – катод, 3 – поджигающий электрод, 4 – эмиссионная сетка, 5 – маска; 6 – экран, 7 – опорная решетка выпускного фольгового окна, 8 – выпускная фольга, 9 – источник питания разряда, 10 – источник питания поджига, 11 – источник высокого напряжения, 12 – коллектор [26]

Источник электронов с сеточным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления с полыми катодом и анодом [23-30], обеспечивает генерацию широкоапертурного электронного пучка с площадью поперечного сечения $S_n = (75 \times 15) \text{ см}^2$, энергией электронов $E_0 = (100 \div 200)$ кэВ, амплитудой тока пучка, выведенного в атмосферу (2÷30) А, при длительности импульсов тока пучка (10÷100) мкс, частоте их повторения (1÷50) Гц и коэффициент полезного действия (КПД) \approx 0,65. Для увеличения КПД источника с многоапертурным плазменным катодом [23-30] представляет интерес теоретическое исследование основных механизмов энергетических потерь электронного пучка в ускоряющем промежутке и при выводе пучка в атмосферу.

1.2. Математическое моделирование газового разряда

Математическое моделирование – является эффективным средством для исследования характеристик разряда и управления процессом генерации плазмы и

20

электронного пучка в электронных источниках с плазменным катодом.

В плазменном катоде на основе тлеющего разряда быстрые электроны рождаются за счет γ-процессов на поверхности катода, которые ускоряясь в катодном падении потенциала, поступают в катодную полость (полый катод), где растрачивают энергию на ионизацию газа. В несамостоятельном режиме горения разряда происходит дополнительная инжекция быстрых электронов.

В плазменном катоде (в полом аноде) на основе дугового разряда [1-17] электроны ускоренные напряжением U_c в катодном падении потенциала, поступают в анодную полость, в которой в результате объемной ионизации газа быстрыми (и плазменными) электронами образуется плазма, отделенная от стенок анодной полости потенциальным барьером для электронов. Вторичные электроны, выбитые из стенок полости и ускоренные в приэлектродном слое, могут участвовать в ионизации газа.

При теоретическом исследовании газового разряда в плазменном катоде используются уравнения баланса [32,42-46]. Генерация разрядной плазмы быстрыми и вторичными электронами в условиях эмиссии электронов из плазмы описывается системой уравнений непрерывности тока, баланса энергии и заряженных частиц ($n_i = n_e$)

$$I_{d} = I_{eb} + I_{e\sigma} + I_{ic} + I_{e} + I_{em}, \qquad (1.1)$$

$$\Delta W_d = W_i + W_e, \tag{1.2}$$

$$\frac{n_i}{T_i} = n_g (K_b n_b + K_\sigma n_\sigma + K_e n_e).$$
(1.3)

Здесь I_d – ток катода (разряда), I_{eb} и $I_{e\sigma}$ – токи быстрых и вторичных электронов, I_{ic} – ток ионов на анод, I_e ток плазменных электронов, I_{em} – ток эмиссии электронов из плазмы через ячейки эмиссионной сетки, $\Delta W_d = (1 - \eta)W_d$, $W_d = (eU_c + eU_{\sigma})$, eU_c и eU_{σ} – энергия быстрых и вторичных электронов, η – доля электронов, не участвующих в ионизации, W_i – затраты энергии электронов на ионизацию газа и выход ионов из плазменного столба, W_e – потери энергии за счет выхода электронов из плазменного столба, T_i – среднее время ухода ионов; $K_{b,\sigma,e}$ – скорость ионизации молекул газа быстрыми, вторичными и плазменными электронами; n_g – концентрация газа, $n_{b,\sigma,e}$ – концентрация быстрых, вторичных и плазменных электронов.

В работе [32] физическая модель плазменного катода на основе дугового разряда низкого давления (полого анода), использующая стационарные уравнения баланса ионов и энергии, непрерывности тока и квазинейтральности плазмы, дает удовлетворительное согласие результатов расчета с экспериментом.

Эмиссия электронов осуществляется из плазменного катода с сеточной стабилизацией эмиссионной границы в ускоряющий промежуток. В результате объемной ионизации газа пучковыми, вторичными (за счет γ-процессов на поверхности эмиссионного электрода) и плазменными электронами образуется анодная (пучковая) плазма. Поэтому модель (1.1)-(1.3) позволяет рассматривать с единых позиций физические процессы генерации разрядной и пучковой плазмы. Учесть влияние процессов в плазменном аноде, образующемся в пространстве дрейфа пучка при ионизации им рабочего газа, на генерацию разрядной плазмы в плазменном катоде (полом аноде) можно при совместном решении системы уравнений баланса для разрядной и пучковой плазмы.

В работе [47] проводится моделирование инжекции сильноточного низкоэнергетического пучка в нейтральный газ и исследуются процессы ионизации в условиях расплывания пучка под действием кулоновских сил и образования виртуального катода, который препятствует прохождению. Основными процессами наработки плазменного канала являются ионизация проходящим током пучка и ионизация образующимися электронами плазмы.

В модели поддержания тока в разряде низкого давления с полым катодом на основе тлеющего разряда [44] собственные характеристики разряда (катодное падение потенциала \tilde{V}_{c} , температура и концентрация плазмы n_{i} , отрицательный потенциальный барьер вблизи анода) устанавливаются в соответствии с соотношением

$$\Gamma \frac{\tilde{V}_{C}}{V_{1}} (1 - \frac{S_{D}}{S_{c}}) = 1$$
(1.4)

22

так, чтобы обеспечить необходимый ток с катода на анод, где V_1 определяется из выражения

$$V_1 = V^* + \frac{2kT_e}{e} + \Delta V + \gamma \left(\frac{3kT_e}{2e} + \Delta V\right)$$
(1.5)

Здесь T_e – электронная температура в электрон-вольтах; e – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; ΔV – анодное падение потенциала; $S_c = \pi D_c h_c$ – площадь поверхности катодной полости; $S_D = \pi D^2 c/2$ – сечение плазменного столба; h_c , D_c – высота и диаметр катодной полости; V^* – средняя энергия, которую затрачивают быстрые электроны на один акт ионизации с учетом потерь на возбуждение и упругие соударения; V_1 – полная энергия, затрачиваемая на один акт ионизации, в которых учитываются также потери на поддержание некоторой электронной температуры в плазме и потери, связанные с уходом электронов на анод; Γ – обобщенный коэффициент вторичных процессов, который зависит от внешнего тока эмиссии и включает в себя классический коэффициент γ ионноэлектронной эмиссии, $\gamma = (0,1\div0,2)$ [44].

$$\Gamma = \gamma + \frac{I_{ext}}{I_i} = \gamma \left(1 + \frac{I_{ext}}{\gamma I_i} \right) = \gamma \left(1 + \tilde{\delta} \right)$$
(1.6)

Параметр $\tilde{\delta}$ характеризует компоненту тока эмиссии, как долю тока внешней эмиссии в токе, возникающем на катоде за счет ионной бомбардировки:

$$\tilde{\delta} = \frac{I_{ext}}{\gamma I_i} \tag{1.7}$$

Здесь I_{ext} – внешний ток, I_i – ток ионов. Условие самоподдержания тока (1.4) позволяет оценить величину катодного падения потенциала, если задать внутренние параметры разряда: V^* , γ , kT_e , и ΔV . Оценки на основе модели показывают, в некоторых режимах ток внешней эмиссии с катода может достигать до 25 % от полного тока разряда [44].

Концентрацию разрядной плазмы n_i можно оценить в равновесном состоянии исходя из уравнения баланса между скоростью ионизации Ψ электронами тока разряда I_d и скоростью потерь заряженных частиц. Если

определить Ψ через диссипацию энергии электронного потока, вводимого в разрядную камеру объемом V_c [44, 48], можно записать выражение для оценки концентрации плазмы

$$n_i = \frac{I_d}{eV_c} T_i \tag{1.8}$$

Здесь $T_i = L_i/v_i$ – среднее время ухода ионов, L_i – средняя длина пути ионов, $v_i = (2kT_e/M_i)^{1/2}$ – скорость ионов, M_i – масса иона.

В полом катоде низкого давления катодный слой является бесстолкновительным, т. е., электроны не производят ионизацию в слое. Тогда при известной величине прикатодного падения потенциала $\tilde{V}_C \approx U_c$ длину катодного слоя можно найти из условия, что в слое протекает ионный ток насыщения

$$l_{c} = \left[\frac{4\sqrt{2}}{9}\varepsilon_{0}\left(\frac{e}{M_{i}}\right)^{1/2}\frac{\tilde{V}_{C}^{3/2}}{j_{i}}\right]^{1/2},$$
(1.9)

где ε_0 – диэлектрическая постоянная. Связь между плотностью потока ионов j_i и их пространственной плотностью n_i описывается законом Бома [32]:

$$j_i = 0, 4en_i \mathbf{v}_i \tag{1.10}$$

В работе [49] рассматриваются эмиссионные свойства плазменных источников электронов. Увеличение эффективности извлечения связывается с возмущением эмитирующей плазмы отбором электронов, которое приводит к появлению электрического поля в плазме и перестройке пристеночных слоев у всех слоев электродов газоразрядной структуры. Рассматриваются режимы извлечения электронов в ускоряющий промежуток, при коэффициенте извлечения (равном отношению тока эмиссии к току разряда) $\alpha \le 1$, $\alpha = 1$ соответствует «режиму полного переключения», при котором на эмиссионный электрод замыкается основная часть разрядного тока.

Разряд с электростатическим удержанием электронов. На тлеющий разряд значительное влияние оказывает электростатическое удержание электронов [37]. Характеристики тлеющего разряда с электростатическим

удержанием электронов при давлении p зависят от соотношений между параметрами движения в газе эмитированных катодом электронов с начальной энергией eU_c и геометрическими параметрами ловушки ее шириной a (средний пробег электронов между отражениями от стенок ловушки) и длиной $L = 4V_c/S_0$ (средняя длина пути электронов внутри ловушки до ухода из нее) [36,37] (V_c – объем полого катода) S_0 – площадь апертуры потерь. Эффект электростатической ловушки проявляется при

$$\Lambda(p, U_c) > a \tag{1.11}$$

и разряд заметно отличается от обычного тлеющего разряда, $\Lambda = u\lambda$ – средняя длина пути электрона, $u = U_c/V^*$, λ – усредненный по всему диапазону энергий электрона от eV^* до eU_c пробег между двумя последовательными столкновениями. Энергия возвращающихся в катодный слой электронов превышает порог ионизации, и они образуют в слое быстрые электроны [34,35,37].

Для параметров экспериментального полого катода [20]: a = 40 см (без деталей), $L \cong 17$ м, для аргона при $U_C = 300 \div 600$ В, при p = 0,6 Па, $\Lambda \cong 3 \div 6$ м. При $U_c = 600$ В и $p = 0,3 \div 1$ Па $\Lambda = (12 \div 4)$ м. В условиях эксперимента реализуется эффект электростатической ловушки, так длина пути электрона в полом катоде меньше его эффективной длины и выполняется условие (1.11).

Численное моделирование. Численное моделирование позволяет определить динамику и пространственные распределения характеристик плазмы и электронного пучка. Процессы генерации плазмы в общем случае описываются кинетическими и электромагнитными уравнениями, учитывающими собственные и внешние поля, реакции между частицами и сечения ионизации. В работе [50] реализован данный подход на кластерном компьютере при давлении порядка сотен Паскалей.

В работе [51] для исследования процессов генерации плазмы в источниках электронов была использована дрейфово-диффузионная модель. Дрейфоводиффузионная модель газовых разрядов [51-52] требует ввода транспортных коэффициентов и коэффициентов разряда, которые зависят от функции распределения электронов по энергии. Такие коэффициенты обычно вычисляются из данных о поперечных сечениях столкновений решением электронного уравнения Больцмана (УБ)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{e}{m} \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = \mathbf{C}[f]$$
(1.12)

где f – функция распределение электронов в шестимерном фазовом пространстве, **v** – скоростные координаты, m – масса электрона, **E** – электрическое поле, ∇_{v} – оператор скоростного градиента, С – скорость изменения f из-за столкновений.

В работе [51] представлен решатель уравнения Больцмана (свободно доступный под именем Bolsig+ [53]), который обеспечивает установившиеся решения УБ для электронов в однородном электрическом поле, используя классическое расширение с двумя членами

$$f(v, \cos\theta, z, t) = f_0(v, z, t) + f_1(v, z, t)\cos\theta$$
 (1.13)

где в системе координат (θ , z) f_0 – изотропная часть f, и f_1 – анизотропное возмущение определяются уравнениями

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\gamma}{3} \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{\gamma}{3} \varepsilon^{-1/2} \frac{\partial (\varepsilon \mathbf{E} f_1)}{\partial \varepsilon} = C_0, \qquad (1.14)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \gamma \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial z} - \mathbf{E} \gamma \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -n_{g0} \sigma_m \gamma \varepsilon^{1/2} f_1, \qquad (1.15)$$

где $\gamma = (2e/m)^{1/2}$ является константой, и $\varepsilon = (v/\gamma)^2$ является электронной энергией в электрон-вольтах, n_{g0} – плотность газа, $\sigma_m = \sum_j x_j \sigma_j$; x_j , σ_j – молярная доля и эффективное поперечное сечение передачи импульса реагирующих частиц вида *j*.

Из уравнений (1.14) и (1.15), при умножении на $\varepsilon^{1/2}$ и интегрировании по всем энергиями, следуют уравнения для плотности n_e и энергии электронов:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \Gamma_e = R_e, \qquad (1.16)$$

$$\frac{\partial n_{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \Gamma_{\varepsilon} + \mathbf{E} \Gamma_{e} = R_{\varepsilon}, \qquad (1.17)$$

Здесь $\Gamma_{e,\varepsilon} = -\mu_{e,\varepsilon} \mathbf{E} n_{e,\varepsilon} - \partial (D_{e,\varepsilon}, n_{e,\varepsilon}) / \partial z$ – потоки электронов и энергии, $\mu_{e,\varepsilon}$ – подвижность и $D_{e,\varepsilon}$ – коэффициенты диффузии электронов и энергии, источник $R_e = \sum_{j=1}^{N_1} x_j k_j n_{g0} n_e$, $R_{\varepsilon} = \sum_{j=1}^{N_2} x_j k_j n_{g0} n_e \Delta \varepsilon_j$, $\Delta \varepsilon_j$ – энергетические потери в реакции j, N_2 – число реакций, в которых $\Delta \varepsilon_j \neq 0$, k_j – коэффициент разряда для реакции j, n_{g0} – плотность газа, N_1 – число реакций, способных изменить количество электронов; $n_{\varepsilon} = n_e \overline{\varepsilon}$, $\overline{\varepsilon}$ – средняя электронная энергия в электрон-вольтах.

Граничное условие на границе разрядной области для нормального компонента электронного потока и электронной плотности энергии записываются в виде:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_{e} = \frac{1 - r_{e}}{1 + r_{e}} \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}_{e,th} n_{e}\right) - \frac{2}{1 + r_{e}} \left(1 - \tilde{a}\right) \left[\sum_{\tilde{p}} \gamma_{\tilde{p}} \left(\mathbf{\Gamma}_{\tilde{p}} \cdot \mathbf{n}\right) + \mathbf{\Gamma}_{t} \cdot \mathbf{n}\right], \qquad (1.18)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_{\varepsilon} = \frac{1 - r_e}{1 + r_e} \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}_{e,th} n_{\varepsilon} \right) - \frac{2}{1 + r_e} \left(1 - \tilde{a} \right) \left[\sum_{\tilde{p}} \gamma_{\tilde{p}} \overline{\varepsilon}_{\tilde{p}} \left(\mathbf{\Gamma}_{\tilde{p}} \cdot \mathbf{n} \right) + \overline{\varepsilon}_t \mathbf{\Gamma}_t \cdot \mathbf{n} \right]$$
(1.19)

Здесь **n** – вектор нормали, r_e – коэффициент отражения; $\tilde{a} = 1$, когда электронный поток направлен к стенке, и ноль иначе; $v_{e, th}$ – тепловая скорость, n_{γ} – плотность обратно рассеянных электронов, $\gamma_{\tilde{p}}$ – коэффициент вторичной электронной эмиссии от \tilde{p} положительных ионов, $\Gamma_{\tilde{p}}$ – ионный поток \tilde{p} положительных ионов на стенке, Γ_t – тепловой эмиссионный поток, $\overline{\varepsilon}_{\tilde{p}}$ – средняя энергия \tilde{p} разновидностей испускаемых электронов из-за вторичной электронной эмиссии.

Формула для оценки потенциала плазмы φ_n относительно стенки разрядной полости может быть получена из сопоставления плотности хаотического тока j_{ch} электронов в приэлектродном слое

$$j_{ch} = \frac{en_e v_e}{4} \exp\left(-\frac{e\varphi_n}{kT_e}\right)$$
(1.20)

и граничного условия (1.18). Без учета обмена тепла и ионных потоков на стенке разрядной системы потенциал плазмы оценивается по формуле:

$$\varphi_n = \frac{kT_e}{e} \cdot \ln\left(2\frac{1+r_e}{1-r_e}\right). \tag{1.21}$$

Транспортные коэффициенты $\mu_{e_i} D_{e_i} \mu_{\varepsilon}$, и D_{ε} для дрейфово-диффузионной модели (1.16, 1.17) определяются из соотношение Эйнштейна [54]: $D_e = 2/3 \cdot \mu_e \overline{\varepsilon}$, $\mu_{\varepsilon} = 5\mu_e/3$ и $D_{\varepsilon} = 5D_e/3$ или с помощью программы Bolsig+ [53]. Коэффициент разряда k_j могут быть вычислены с помощью Bolsig+, а также по формулам

$$k_j = AT_e^B \exp\left(-E/T_e\right),\tag{1.22}$$

литературе, гле коэффициенты *A*. *B*. Eопределяются известным В экспериментально. В таблице 1.2 записаны основные реакции и коэффициенты разряда [55]. Сравнение зависимостей коэффициентов разряда, вычисленных для азота с использованием программы Bolsig+ [53] и формул (1.22), приведено на 1.6. Как видно из графиков, существенное различие в значениях рис. коэффициента имеет место при энергиях электронов > 1 кВ. На рис. 1.7 приведен график сечений ионизации, которые являются входными данными для Bolsig+ [53].

№	Реакция	Коэффициент разряда (м ³ /с)	Потеря энергии Δε (эВ)	Тип реакции
1	$e + N_2 \rightarrow e + N_2$	-	-	Упругое столкновение
2	$e + N_2 \rightarrow 2N + e$	$6.3 \times 10^{-6} T_e^{-1.6} e^{-9.8/T_e}$	9,8	Рассеяние
3	$e + N_2 \rightarrow N_2(A) + e$	$5.8 \times 10^{-9} \sqrt{T_e} (1 + 0.29 T_e) e^{-7.1/T_e}$	7,1	Возбуждение
4	$e + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2e$	$4.7 \times 10^{-13} \sqrt{T_e} \left(1 + 0.13 T_e\right) e^{-15.7/T_e}$	15,7	Ионизация
5	$e + N_2 \rightarrow N^+ + N + 2e$	$4.0 \times 10^{-14} \sqrt{T_e} \left(1 + 0.08 T_e \right) e^{-25.5/T_e}$	25,5	Рассеяние и и ионизация
6	$e + N_2 \rightarrow N^* + N + e$	$2.6 \times 10^{-15} \sqrt{T_e} (1 + 0.15 T_e) e^{-13.3/T_e}$	13,3	Рассеяние и возбуждение
7	$e + Ar \rightarrow e + Ar$	-	-	Упругое столкновение
8	$e + Ar \rightarrow Ar^* + e$	$1.0 imes 10^{-11} T_e^{0.75} e^{-11.6/T_e}$	11,6	Возбуждение
9	$e + Ar^* \rightarrow Ar^+ + 2e$	$6.8 \times 10^{-9} T_e^{0.67}$	4,2	Ионизация
10	$e + Ar \rightarrow Ar^+ + 2e$	$4.0 \times 10^{-12} T_e^{0.5} e^{-15.8/T_e}$	15,8	Ионизация

Таблица 1.2. Основные реакции в плазме аргона и азота [55]

Применение метода крупных частиц [56] при моделировании процессов генерации плазмы и электронного пучка в электронных источниках с плазменным

катодом является затруднительным из-за разных пространственных масштабов источника и эмиссионных отверстий сетки, экранирующей катодную плазму. В работе [46] численно исследуется транспортировка электронного пучка в плазменном канале с применением пакета КАРАТ [56].



Рис. 1.6. Зависимость коэффициента разряда возбуждения (*a*, реакция № 3 таб.
1.2) и ионизации (*б*, реакция № 4 таб. 1.2) для азота от средней энергии электрона: сплошная линия – вычисление по Bolsig+, пунктирная линия – вычисление по формулам (таб. 1.2)



Рис. 1.7. Сечения ионизации азота и аргона [55]

1.3. Выводы по первой главе

При разработке и эксплуатации источников с плазменным катодом важными вопросами являются повышения стабильности работы плазменных катодов с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы и увеличения их предельных параметров, вопросы токовых и энергетических потерь.

В разрядной системе на основе тлеющего разряда низкого давления с полым катодом большой площади в режиме несамостоятельного тлеющего разряда происходит процесс плазменной обработки металлов [18-20]. Управление характеристиками газового разряда необходимо для эффективности процесса азотирования металлов и сплавов.

В электронных источниках на основе дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы разрядной плазмы существенную роль играет положительная обратная связь между плазменным катодом и плазменным анодом [6,12,16]. Теоретическое исследование влияния эмиссии электронов на потенциал плазмы и условия пробоя ускоряющего промежутка представляет интерес для стабильной работы источника.

В широкоапертурном источнике электронов с плазменным катодом потери выводимого в атмосферу электронного пучка составляют до 25 % [24]. Для повышения КПД источника представляет интерес исследование основных механизмов потерь тока электронного пучка.

Теоретическое исследование на основе уравнений баланса и численное моделирование с применением дрейфово-диффузионной модели и метода крупных частиц, позволяет определить основные закономерности в электронных источниках с плазменным катодом.

ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ПОЛОМ КАТОДЕ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

Технология вакуумной плазмы используется для модификации поверхности материалов и крупногабаритных объектов на основе генерации низкотемпературной плазмы тлеющего разряда [18-22,58-60], для которых требуется обеспечить плотность ионного тока ~ 1 мА/см² на обрабатываемой поверхность и рабочее напряжение разряда сотен вольт [19,44,58,61].

Эффективность плазменной обработки материалов и изделий, образование модифицированных слоев с заданными свойствами зависят от технологических параметров процесса (давление и сорт газа, ток и напряжение разряда, плотность ионного тока).

Цель данной главы – теоретически с применением численного моделирования исследовать генерацию плазмы в полом катоде большой площади в самостоятельном и несамостоятельном режимах горения тлеющего разряда. Результаты теоретического исследования сравниваются с экспериментом.

Результаты главы представлены в работах [48,60,62-66].

2.1. Характеристики тлеющего разряда низкого давления в полом катоде

В экспериментах, проводимых в работах [19,20], плазма формируется внутри полого цилиндрического катода (гл. I, 1). На рис. 2.1 показана модель полого катода. Анод (в виде двух трубок) располагается на боковой стенке катода, изменение площади которого S_a осуществлялось его перемещением вглубь полого катода, объем полости которого $V_c \approx 2 \times 10^5$ см³, $S_a = 125 \div 500$ см². Генерация плазмы осуществляется как в основном (самостоятельном) режиме горения, так и в режиме поддержания разряда электронным пучком, извлекаемым из плазмы вспомогательного дугового разряда *3*. Плазма формируется внутри объема полого катода, катодное падение потенциала U_c практически равно напряжению разряда U_d , $U_c = U_d - \tilde{U}_a \approx U_d$, \tilde{U}_a – отрицательное анодное падение потенциала. Ионы плазмы, ускоренные в катодном слое, обуславливают с поверхности катода ионно-электронную эмиссию электронов, которые ускоряются и, совершая осцилляторное движение в полом катоде, с приблизительно одинаковой вероятностью ионизации в любой точке катодной полости, растрачивают в столкновениях с нейтральными атомами приобретенную энергию и обеспечивают самоподдержание разряда. Это обеспечивает высокую однородность плотности ионного тока, которая определяется свойствами плазмы разряда.



Рис. 2.1. Модель полого катода: 1 – анод; 2 – детали; 3 – окно вспомогательного разряда

Разряд в полом катоде в общем случае описывается системой уравнений непрерывности тока и баланса энергии и заряженных частиц (гл. I).

Получим условие горения разряда. Уравнение баланса быстрых электронов в общем случае инжекции тока дополнительного разряда *I*_{ext} записывается в виде:

$$\frac{\gamma I_i}{e} + \frac{\delta I_i}{e} = \frac{n_f V v_i}{u} + \frac{S_a}{4} n_f \langle \mathbf{v} \rangle.$$
(2.1)

Здесь γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии, зависящий от напряжения разряда и сорта газа; $I_i = e v_i n_f V$ – ионный ток, который определяется через потери энергии быстрых электронов на ионизацию газа в катодной полости с эффективном объемом $V = (V_c - V_d)(1 - h_a/2D_c)$; h_a – высота анода, D_c – длина и диаметр катодной полости, V_c и V_d – объемы полого катода и деталей; v_i – частота

ионизации, n_f и <v> – концентрация и средняя скорость быстрых электронов, $\delta = (1 - \eta)(I_{ext}/I_i), u = eU_c/W, W$ – полные затраты энергии электрона на ионизацию газа.

Левая часть уравнения (2.1) включает в себя число электронов, поступающих с поверхности катода общей площадью S_c благодаря γ -процессам (η_i/e) и число электронов внешнего тока, участвующих в процессах ионизации газа ($\delta I_i/e$) в единице времени. Правая часть включает в себя число быстрых электронов, теряющихся в процессе ионизации газа ($v_i n_f V/u$) и уходящих на анод ($S_a n_f < v > /4$) в единице времени.

Сокращая (2.1) на $v_i n_f V/u$, получим уравнение:

$$(\gamma + \delta)u = 1 + u \frac{S_a}{4V} \frac{\langle v \rangle}{v_i},$$
 (2.2)

и из которого следует условие основного разряда в несамостоятельном режиме горения.

Определяя частоту ионизации как $v_i = n_g \langle \sigma_i v \rangle$, $\langle v \rangle = \overline{v} / 2 = (eU_c/2m)^{1/2}$ условие основного разряда в несамостоятельном режиме горения запишется в виде

$$P_1 = \frac{u^{3/2}}{(\gamma + \delta)u - 1}.$$
 (2.3)

Определяя частоту ионизации как $v_i = n_g \sigma_i < v >$ условие основного разряда в несамостоятельном режиме горения запишется в виде

$$u = \frac{P_2}{P_2(\gamma + \delta) - 1}.$$
 (2.3*)

Уравнения (2.3) и (2.3*) связывают безразмерные напряжение горения *и*, давление газа $P_1 = (p/kT_e) < \sigma_i v > L(2m/W)^{1/2}$, $P_2 = (p/kT_e)\sigma_i L$ и эффективную длину катодной полости $L = 4V/S_a$; σ_i – сечение ионизации электронов. Соотношения (2.3) и (2.3*) эквивалентные.

При высоких давлениях $p >> (kT_e/\sigma_i L)(\gamma + \delta)^{-1}$ ($P_2(\gamma + \delta) >> 1$) из (2.3*) следует, что напряжение горения разряда не зависит от эффективной длины

катодной полости и условие тлеющего разряда определяется соотношением

$$(\gamma + \delta)u = 1 \tag{2.4}$$

Условие (2.4) при $S_a \ll S_c$ соответствует соотношению (1.4), полученному из энергетического баланса в работе [30] и с классическим условием разряда тлеющего разряда при $\delta = 0$ в работе [24].

Уравнения (2.1) и (2.3*) позволяют получить взаимосвязь характеристик разряда: давление и сорт газа, энергия и ток ионов и с учетом тока дополнительной инжекции деталей, расположенных в полом катоде.

2.1.1. Самостоятельный режим горения.

В самостоятельном режиме высокое напряжение основного разряда является недостатком полого катода, так как приводит к интенсивному ионному травлению обрабатываемой поверхности. На рис. 2.2 показаны расчетные по (2.3*) и экспериментальные [19,60] зависимости напряжения горения разряда от давления газа (аргон, азот) в самостоятельном режиме горения при разной эффективной длине полого катода L; ток разряда 30 А, экспериментальные значения получены при $S_a = 500 \text{ см}^2$. Понижение рабочего давления основного разряда приводит к значительному увеличению напряжения горения при давлении ниже 0,65 Па. При этих давлениях большая доля ионизующих электронов достигает анода, потеряв только часть своей энергии на ионизацию Уменьшение эффективности атомов. ионизации компенсируется соответствующим увеличением коэффициента вторичной электронной эмиссии $\gamma = \gamma(u)$ из-за увеличения напряжения разряда: в диапазоне напряжений (200÷1000) В: $\gamma_{Ar} = 0,03\div0,11$ и $\gamma_{N_2} = 0,04\div0,2$; ($\sigma_{iAr}/\sigma_{iN_2} \approx 1,5$ на рис. 1.7).

Из соотношения (2.3*) и рис. 2.2 видно, что при уменьшении эффективной длины полого катода L (при увеличении площади анода S_a или уменьшении объема катода за счет деталей $V_c - V_d$) напряжения горения разряда растет. Это обусловлено перехватом быстрых электронов анодом, а поддержание заданного тока самостоятельного разряда осуществляется за счет тока эмиссии (за счет коэффициента γ), то есть напряжения в катодном слое.

Вольтамперная характеристика (ВАХ) разряда определяется в соответствии с законом Чайлда-Ленгмюра [61]:

$$I_{d} = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{M_{i}}} \frac{S_{c}}{l_{c}^{2}} U_{c}^{3/2} = I_{A} \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \frac{S_{c}}{l_{c}^{2}} \left(\frac{W}{mc^{2}}\right)^{3/2} \left(\frac{m}{M_{i}}\right)^{1/2} u^{3/2}$$
(2.5)

где $I_A = 17$ кА – ток Альфена, c – скорость света. Ширина катодного слоя l_c зависит от площади анода S_a , давления p, сорта газа и напряжения горения газа U_c . На рис. 2.3 показана экспериментальная зависимость $U_c(I_d)$ [19,60] и расчетные зависимости (формула (2.5)). Как видно из формулы (2.5), и рис. 2.3, при одном токе напряжение горения разряда для азота больше, чем для аргона из-за разницы массы ионов $M_{N_2} < M_{Ar} ((M_{Ar}/M_{N_2})^{1/2} = (40/28)^{1/2} \approx 1,2)$ (рис. 2.2).



Рис. 2.2 Зависимость напряжения горения разряда от давления в камере в самостоятельном режиме для азота (1,2) и аргона (3,4) при $L = 1,6 \times 10^3$ см (1,3) и $6,4 \times 10^3$ см (2,4); токе основного разряда $I_d = 30$ А; $\mathbf{I} - \mathbf{3}$ смент



Рис 2.3. ВАХ основного разряда для аргона (*a*) и азота (*б*) при давлении 0,65 Па; $1 - L = 6,4 \times 10^3$ см, $2 - 2,5 \times 10^3$ см и $3 - 1,6 \times 10^3$ см, * - эксперимент [20]

Пространственное распределение электронной температуры и концентрации плазмы исследуется с применением дрейфово-диффузионной модели (1.16)-(1.19) [гл. 1]. Моделирование генерации плазмы в полом катоде осуществляется без рассмотрения прикатодной области, в которой ускоряются электроны эмиссии. При выполнении условия непрерывности тока на границах расчетной области входными параметрами (давление, ток и напряжение) для численной модели являются характеристики разряда, полученные из условия (2.3*).

Ток на анод определяется плазменными электронами и величиной анодного падения напряжения. На рис. 2.4 при удерживании тока разряда (30 A) для самостоятельного режима показаны расчетные зависимости концентрации аргоновой плазмы в центре катодной полости, температуры и потенциала плазмы от давления газа. При увеличении давления, увеличивается частота столкновений электронов с атомами газа и, соответственно, потери энергии на возбуждение и ионизацию. Как следствие, концентрация плазмы увеличивается, а электронная температура уменьшается (рис. 2.4). Удержание тока разряда и плотности тока на катоде постоянным, обеспечивается увеличением анодного падения напряжения при уменьшении концентрации плазмы.



Рис. 2.4. Расчетные зависимости параметров плазмы от давления аргона: *1*, *2* – концентрация плазмы; *3*, *4* – температура плазмы; *5*, *6* – потенциал плазмы;

1, 3, 5 –
$$S_a = 220$$
 см²; 2, 4, 6 – $S_a = 500$ см², токе разряда 30 А

Как видно из рис. 2.2 и рис. 2.5 при больших давлениях, напряжение
горения разряда U_c согласно с (2.3*) стремится к минимальной величине $W/(\gamma + \delta)$. При токе разряда $I_d = 30$ A без внешнего тока, $U_c_{Ar} = W_{Ar} / e \gamma_{Ar} = 26$ эВ/0,05 = 520 B; $U_c_{N_2} = W_{N_2} / e \gamma_{N_2} = 37$ эВ/0,06 = 616 B.

Оценку концентрацию плазмы n_i можно получить из баланса между скоростью ионизации газа быстрыми электронами $\Psi = (I_i/eS_c) \gamma u n_{g0}\sigma_i$ и скоростью потерь заряженных частиц n_i/T_i . В равновесном состоянии $n_i = (I_i/e)(T_i/S_c\lambda)$, где $v_i -$ скорость и ионов, $l_i = T_i v_i$, T_i – время выхода ионов на катод. В полом катоде (a = 40 см) при токе самостоятельного режима горения 30 А, напряжении горения $U_c = 500$ В, давлении газа p = 0,65 Па плотность плазмы: $n_i = 5,4 \times 10^{11}$ см⁻³ (аргон) и $n_i = 2,8 \times 10^{11}$ см⁻³ (азот). Экспериментальные значения концентрации плазмы в центре полого катода соответственно: $6,5 \times 10^{11}$ см⁻³ (аргон) и 3×10^{11} см⁻³ (азот) [19,60].

2.1.2. Несамостоятельный режим горения

Дополнительная инжекция электронов в катодную полость происходит через окно дополнительного разряда (рис. 2.1). На рис. 2.5 показана зависимость напряжения горения разряда от давления газа в разных режимах горения основного разряда. Под действием вспомогательного разряда, как видно из соотношения (2.3*) и рис. 2.5, характеристика основного разряда сдвигается к более низким диапазонам напряжений и давлений газа. При этом уменьшается энергия, получаемая электроном в катодном слое разряда, и количество проведенных им ионизаций.

Поддержание тлеющего разряда в несамостоятельном режиме позволяет снизить напряжение его горения с 980÷600 В до 385÷290 В в аргоновой плазме ($\delta = 0,07$) и с 770÷650 В до 515÷370 В в азотной плазме ($\delta = 0,11$) при и давлении $p = 0,35\div1$ Па, $S_a = 500$ см²), обеспечивая плотности генерируемой плазмы 6×10^{11} см⁻³ (аргон) и 3 × 10¹¹ см⁻³ (азот). Таким образом, независимо от площади поверхности и материала обрабатываемых деталей возможна независимая регулировка плотности ионного тока и напряжения его горения за счет тока дополнительной инжекции.



Рис. 2.5 Зависимость напряжения горения от давления в самостоятельном (сплошные линии) и несамостоятельном (пунктирные) режимах горения в аргоне:

 $1, 4 - L = 6,4 \times 10^3$ см; 2, 5 – 3,6 × 10³ см; 3, 6 – 1,6 × 10³ см ($\delta \sim 0,1$)

Исследования зависимости напряжения горения основного разряда U_c от относительного объема деталей (рис. 2.6) показали, что, как в самостоятельном, так и в несамостоятельном режимах, напряжение U_c изменяется несущественно при давлении азота $p_{N_2} > 0,65$ Па. В несамостоятельном режиме при рабочем давлении $p_{N_2} < 0,65$ Па и напряжениях разряда U > 350 В стабилизировать напряжение горения основного разряда возможно путем изменения тока вспомогательного разряда.



Рис. 2.6. Напряжения горения разряда в самостоятельном (сплошные) и несамостоятельном (пунктирные) режимах от относительного объема $(V_c - V_d)/V_c$; $p: 0.35 (1, 4), 0.65 (2, 5), и 1 Па (3, 6); \delta = 0.11; газ - азот$

Зависимость тока внешней инжекции и потенциала плазмы от количества деталей *N* (цилиндрической формы диметром 10 см и длиной 40 см) для $p_{N_2} = 0,65$ Па показана на рис. 2.7. Стабилизация напряжения разряда 370 В и плотности ионного тока с увеличением количества деталей ($N = 1 \div 8$) происходит при изменении тока дополнительной эмиссии от 9 до 14 А. Потенциал плазмы повышается незначительно, так как относительный объем ($V_c - V_d$)/ V_c изменяется в пределах 1 до 0,9 (рис. 2.6), суммарный объем деталей ($0,25 \div 2$)×10⁴ см³ а относительная площадь поверхности деталей $S_d/S_c = 0,071 \div 0,57$.



Рис. 2.7. Расчетные зависимости внешнего тока (1) потенциала плазмы (2) и концентрации плазмы азота (3) от числа деталей

С применением численной модели (1.16)-(1.19) получены пространственные распределения концентрации плазмы (азот) в полом катоде. На рис. 2.8 показаны расчетные линии уровня концентрации плазмы в несамостоятельном режиме при $I_{ext} = 12$ А и $U_d = 370$ В в двух сечениях полого катода с деталями (рис. 2.1). Градиент давления за счет напуска газа через источник электронов увеличивает градиент концентрации плазмы в области эмиссионного окна.

На рис. 2.9 показаны расчетные линии уровня концентрации плазмы (азот) у поверхности детали в поперечном сечении катода при разных расстояниях от детали до стенки. Расчеты показали, что при изменении расстояния между деталью и стенкой катода от 5 мм до 2 мм концентрация плазмы у торцевой стороны детали относительно лицевой стороны уменьшается в 2 раза.



Рис. 2.8. Распределение концентрации плазмы азота (см⁻³ × 10¹¹) в поперечном (*a*) и продольном (б) сечениях полого катода с деталями в режиме с дополнительной эмиссией электронов



Рис. 2.9. Распределение концентрации плазмы азота (см⁻³ × 10¹¹) при разном расстоянии между деталью и катодом: *а* –5 мм, *б* – 2 мм

2.2. Нагрев деталей в плазме тлеющего разряда

Свойства материала катода, конфигурация и размер детали могут оказывать влияние на характеристики разряда и на степень обработки детали [67]. Во время обработки деталь служит катодом, между плазмой и деталью формируется слой пространственного заряда, в электрическом поле которого ускоряются ионы плазмы. Благодаря ионной бомбардировке осуществляется нагрев деталей. Время нагрева зависит от материала и размеров деталей. Численное решение задачи теплопроводности с учетом водяного охлаждения стенок полого катода (рис. 2.1) проведено для титановых и железных деталей (диаметр $\emptyset = 5 \div 13$ см и длина $l = 20 \div 40$ см), находящихся под потенциалом катода. Как показали расчеты, температура образцов при концентрации плазмы 3×10^{11} см⁻³ в катодной полости и энергии ионов 1 эВ не превышает 330 °C, это является меньше оптимальной 530 °C для азотирования [21,58].

Активный экран, окружая всю загрузку деталей, играет роль создателя активных частиц и излучением обеспечивает дополнительный нагрев деталей. На рис. 2.10 показана зависимость времени нагрева до 400 °C титановых и железных деталей с экраном, расположенным на расстоянии 2 см от катода. Как видно из рис. 2.10 время нагрева мишеней зависит от их материала и размеров.



Рис. 2.10. Зависимость времени нагрева деталей до 400°С от их длины:

 $1, 3 - \emptyset = 10$ см; 2, 4 – 13 см; 1, 2 – Ті; 3, 4 – Fe

Разница во времени нагрева для деталей составляет более часа. Это определяет разницу во времени азотирования и, следовательно, по глубине проникновения азота в обрабатываемую деталь. Время нагрева деталей уменьшается с увеличением их количества из-за взаимного теплового излучения. При этом энергия, расходуемая на нагрев нескольких деталей, может быть такой же и даже ниже, чем энергии, затрачиваемая на нагрев одной большой детали.

Численные расчеты показали, что активный экран обеспечивает равномерный нагрев мишеней различной формы и размеров до температуры, необходимой для азотирования, а температура мишеней может регулироваться изменением тока вспомогательного разряда и давления газа.

2.3. Моделирование диффузионно-кинетических процессов

Эксперименты показывают, что увеличение концентрации азота хорошо коррелирует с увеличением поверхностной микротвердости, а увеличение толщины азотированного слоя обеспечивает увеличение износостойкости [21]. В этом случае тепловая диффузия доминирует, и ионная бомбардировка является вторичной. Присутствует два конкурирующих процесса: проникновение азота путем диффузии и уменьшение его глубины происходит вследствие эрозии поверхности ионами плазмы [68].

Кривая Аррениуса характеризует скорость увеличения толщины нитридного слоя в зависимости от температуры Т.

$$\frac{d_N^2}{t} = D_0 \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right)$$
(2.6)

Линейная форма этой зависимости свидетельствует о том, что рост нитридных слоев контролируется диффузией атомов азота, d_N – толщина слоя нитрида, t – время обработки, E_a – энергия активации диффузии определяется из экспериментальных данных.

Диффузионные процессы азота в металле сопровождаются изменениями фазы. Математическая модель азотирования описывает кинетику роста слоя и профиль концентрации азота в каждой зоне фазы и диффузию в процессе ионного азотирования металла [67-75]

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} D_i \frac{\partial C_i}{\partial x^2},$$
(2.7)

где D_i – коэффициенты диффузии азота и $C_i = C_i(x, t)$ – концентрация азота на глубине x в момент времени t в фазе i , ξ_i и x_i – толщина и положение слоя i (i = 1, ..., n).

На границах между слоями выполняется условие сохранения массы

$$\left[C_{i-1/i} - C_{i/i-1}\right] \frac{d\xi_{i-1}}{dt} = \left[J_{i-1} - J_i\right]_{\xi_{i-1}}$$
(2.8)

где в каждой фазе i (i = 1, ..., n) поток

$$J_i = D_i \frac{\partial C_i(x,t)}{\partial x}.$$
(2.9)

Модель (2.7)-(2.9) описывает кинетику роста слоев и диффузионной зоны. Система уравнений (2.7)-(2.9) при выполнении условия Стефана на межфазных границах и известных коэффициентах диффузии систем имеет аналитическое решение [67].

В настоящее время существует несколько теорий, объясняющих процесс азотирования в тлеющем разряде. Но исследователи не пришли к единому мнению по вопросу механизма азотного насыщении материалов при обработке в плазме газового разряда. Один из возможных подходов для объяснения процесса насыщения: главную роль в процессе азотирования в тлеющем разряде отдается атомарному азоту, и интенсивность процесса определяется количеством атомарного азота.

Рассмотрим задачу азотирование железа и стали, в этом случае присутствуют три фазы: ε , γ' и α [67,74,75]. По данным из литературных источников с предположением о равновесии в системе Fe-N, начальные и граничные условия могут быть выражены следующим образом: концентрация азота в ε -Fe₂₋₃N нитриде достигает 11,14÷7,71 масс. %, концентрация азота в γ' – нитриде в диапазоне 5,76÷5,90 масс. %. Максимальная растворимость азота в α -железе, при 590°C и в равновесии с γ' нитридом $C_{\alpha} \sim 0,1$ масс. %; концентрации азота на границах раздела между ε , γ' и α фазами могут быть определены как: $C_{\varepsilon/\gamma'} \approx 7,71$ масс. %, $C_{\gamma/\kappa} \approx 5,91$ масс. %, $C_{\gamma'/\alpha} \approx 5,76$ масс % [74].

Коэффициент диффузии азота в ε , γ' и α фазах зависит от температуры:

$$D_{\varepsilon,\gamma',\alpha} = D_{0,\varepsilon,\gamma',\alpha} \exp\left(\frac{-E_{\varepsilon,\gamma',\alpha}}{RT}\right),$$
(2.10)

где $D_{0,\varepsilon} = 2,1 \times 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с},$ $D_{0,\gamma'} = 1,7 \times 10^{-9} \text{ M}^2/\text{c},$ $D_{0,\alpha} = 6,6 \times 10^{-7} \text{ M}^2/\text{c};$ $E_{\varepsilon} = 93517 \text{ Дж/моль},$ $E_{\gamma'} = 64000 \text{ Дж/моль},$ $E_{\alpha} = 77900 \text{ Дж/моль}$ [74]; R = 8,314 Дж/(моль'K) – газовая постоянная. Повышение температуры приводит при азотировании к увеличению коэффициента диффузии азота во всех фазах.

Начальными условиями для задачи диффузии азота в металл являются

технологические параметры процесса азотирования, которые определятся из условия горения разряда (2.3*) и решения задач ионизации в полом катоде и теплопроводности (нагрев деталей при бомбардировке ускоренными ионами и дополнительной их экранировке). Диффузионная модель (2.7)-(2.9) позволяют определить поведение толщин слоев (фаз), профили концентрации азота в каждой фазе и диффузионной зоне, толщину диффузионной зоны.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что азотирование стали 4140 в атмосфере чистого азота в течение $1\div2$ ч приводит к увеличению микротвердости на поверхности и по глубине образца (более чем в 3 раза) [21]. В эксперименте [21] закаленный слой имеет толщину около $100\div150$ мкм, а приповерхностный слой имеет максимальную твердость, толщина которой составляет $5\div10$ мкм. Методом сканирующей электронной микроскопии микроструктуры после азотирования были выявлены два явно различных слоя: нитридный и диффузионный. Экспериментальные зависимости распределения азота по глубине от плазмообразующего состава газовой смеси показаны на рис. 2.11.

На рис. 2.11 показаны расчетные зависимости распределения азота в чистом железе и стали 4110. В стали помимо железа содержаться примеси, которые влияет на коэффициенты диффузии азота и концентрацию фазы насыщенного α -раствора C_{α} . Кроме того формирование устойчивых соединений азота с примесями приводит к размытию фазовых границ. В численном эксперименте для стали учитывалось только изменение C_{α} и энергии активации $E_{\varepsilon} = 95517$ Дж/моль.

Сложность и многосвязность процессов, происходящих при азотировании, в целом затрудняет определение общих закономерностей структурообразования модифицированных слоев и их свойств [67-76]. Моделирование процессов, протекающих при генерации плазмы и азотировании материалов позволит установить механизмы образования модифицированных слоев с заданными свойствами и определить их связь с технологическими параметрами процесса (давление и сорт газа, ток и напряжение разряда, плотность ионного тока).



Рис. 2.11. Экспериментальные [21] и численные распределения азота в чистом железе (1) и стали (2)

2.4. Выводы по второй главе

С применением теоретической модели, в которой процесс рождения заряженных частиц в плазме в полом катоде обусловлен быстрыми электронами, получены зависимости напряжения горения разряда от давления газа, геометрических размеров полого катода и обрабатываемых деталей. Проведено численное исследование генерации плазмы тлеющего разряда низкого давления в полом катоде большого размера в самостоятельном и несамостоятельном режимах горения.

Показано, что в несамостоятельном режиме горения тлеющего разряда при удержании плотности ионного тока напряжение горения снижается с 980÷600 В до 385÷290 В в аргоновой плазме ($\delta = 0,07$) и с 770÷650 В до 515÷370 В в азотной плазме ($\delta = 0,11$) при давлении p = 0,35÷1 Па, обеспечивая плотности генерируемой плазмы 6 × 10¹¹ см⁻³ и 3 × 10¹¹ см⁻³ соответственно.

Теоретически с применением численного моделирования показано, что управление характеристиками тлеющего разряда (напряжением горения разряда, его током и концентрацией плазмы) при изменении соотношения площадей анода, катода и деталей осуществляется изменением тока электронов дополнительной инжекции в катодную полость. Численным моделированием показано, что температурные условия обрабатываемых деталей регулируется путем изменения тока вспомогательного разряда и давления газа. Активный экран, обеспечивая дополнительный равномерный нагрев мишеней различной формы и размеров до температуры, необходимой для азотирования, уменьшает время нагрева деталей до 1 часа. Время нагрева мишеней зависит от их материала и размеров, и уменьшается с увеличением количества деталей из-за их взаимного теплового излучения.

Математическое моделирования процессов генерации плазмы и плазменнохимического азотирования включает решение задач горения несамостоятельного ионизации газа, теплопроводности и диффузии. Математическое разряда, процессов моделирование этих позволит определить СВЯЗЬ основных технологических параметров (давление газа, электрические характеристики ионного тока) структурой модифицируемой плотность co разряда, приповерхностной области, формирующейся при азотировании металла или сплава в несамостоятельном тлеющем разряде низкого давления.

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ В ИСТОЧНИКЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАЗМЕННЫМ СЕТОЧНЫМ КАТОДОМ НА ОСНОВЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Стабильная генерация эмиссионной плазмы и получение электронного пучка с высокой плотностью тока ($j_b = (1 \div 10) \text{ A/cm}^2$) в плазменных источниках получена при сеточной стабилизации границы эмиссионной плазмы [39,40,77,78]. В этих источниках эмиссия электронов из плазмы осуществляется с частично открытой плазменной поверхности в центральной части ячеек сетки и через потенциальный барьер по их краям. Эмиссия электронов из плазмы может не только изменять ее потенциал, но и влиять на другие параметры плазмы, что неустойчивому горению может приводить К разряда, генерирующего эмиссионную плазму, к возникновению высокочастотных колебаний [77,78], изменению концентрации эмиссионной приводить К плазмы И К соответствующему росту разрядного тока. Для электронных источников с плазменным катодом [6,12,16,33,34] характерными являются режим усиление эмиссии и наличие ионного тока, поступающего из тока ускоряющего промежутка на эмиссионный электрод и в разрядную систему плазменного катода. Понимание этих процессов позволит точнее определить требования к параметрам источников электропитания и определить способы повышения стабильности работы плазменных катодов с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы и увеличения их предельных параметров.

В данной главе проводится теоретическое исследование потенциала плазма относительно сеточного эмиссионного электрода и условия пробоя ускоряющего промежутка в электронном источнике с плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления. Характеристики разрядной плазмы исследуются с применением численной модели. Результаты теоретического исследования сравниваются с экспериментом.

Результаты главы представлены в работах [79-83].

3.1. Характеристики разрядной плазмы

Описание экспериментальных электронных источников с плазменным катодом с сеточной стабилизацией границы плазмы приведено в гл. 1. Упрощенная схема источника на основе системы «СОЛО» показана на рис. 3.1. В электронном источнике с плазменным катодом существенную роль играет процессами, происходящими взаимосвязь между В плазменном аноде, образующемся в пространстве дрейфа пучка при ионизации им рабочего газа, и плазменном катоде. Эти процессы связаны с развитием вторичной ионноэлектронной эмиссии с поверхности сеточного электрода И ионами. поступающими из ускоряющего промежутка через ячейки сетки в разрядную область.



Рис. 3.1. Схема электродов электронного источника с плазменным катодом: 1 – катод, 2 – анод, 3 – эмиссионный сеточный электрод, 4 – труба дрейфа, 5 – коллектор, 6,7 – соленоиды

На рис. 3.2*а* приведены характерные осциллограммы тока разряда I_d и напряжения U_d (между электродами 1 и 3) в режиме без эмиссии электронов (при ускоряющем напряжении $U_a = 0$). В этом режиме практически весь ток разряда замыкается на сеточный эмиссионный электрод 3. Измеренное при p = 0,07 Па (в плазменном аноде около сеточного электрода) напряжение на разрядном промежутке изменялось в диапазоне (20÷70) В при изменении тока разряда I_d от 80 А до 280 А. На рис. 3.2*б* приведены характерные осциллограммы токов I_d , I_b



(ток пучка) и напряжения U_d в режиме эмиссии электронов при $U_a = 10$ кВ.

Рис. 3.2. Характерные осциллограммы тока I_d (1), напряжения U_d (2) и тока пучка I_b (3): $B_z = 25$ мТл, p = 0,1 Па, в режиме без эмиссии (а) $U_a = 0$ и в режиме с эмиссией электронного пучка (б) $U_a = 10$ кВ; масштаб: 100 А/дел, 50 мкс/дел, 40 В/дел [12]

На рис. 3.3 показаны экспериментальные зависимости напряжения U_d от давления рабочего газа (в плазменном аноде) в режиме без эмиссии электронов (кривые 3 и 4) и в режиме с эмиссией электронов (кривые 1 и 2) при двух значениях тока разряда 150 и 250 А.



Рис. 3.3. Экспериментальные зависимости напряжения U_d от давления p (в районе эмиссионной сетки): $1, 2 - U_a = 10$ кВ, $3, 4 - U_a = 0$; $1, 4 - I_d = 250$ А; $2, 3 - I_d = 150$ А; $B_z = 25$ мТл [12]

Численное исследование характеристик разряда плазменного катода проводится с применением численной модели (1.16)-(1.19). На рис. 3.4 в режиме без эмиссии электронов показано распределение плотности плазмы и электронной температуры в неоднородном магнитном поле при давлении аргона 0,1 Па в разрядной области, магнитное поле у края сетки 25 мТл. Как видно из рис. 3.4, распределение концентрации плазмы и электронной температуры неоднородные в полости плазменного катода. Это связано с конфигурацией магнитного поля и неоднородностью концентрации газа в области катода, где осуществляется напуск газа. Неоднородное распределение концентрации электронов в разрядной системе определяет неоднородность в радиальном распределении плотности тока генерируемого электронного пучка.



Рис. 3.4. Распределение плотности плазмы (10^{11} см⁻³) (a) и электронной температуры (эВ) (δ) в пламенном катоде при $I_d = 150$ A, p = 0,11 Па;

1 – катод, 2 – анод, 3 – эмиссионный сеточный электрод

На рис. 3.5 показаны зависимости концентрации плазменных электронов n_e , потенциала плазмы φ_n и электронной температуры T_e от давления газа p в центральной области у поверхности эмиссионной сетки при двух значениях тока разряда 150 и 250 А. В расчетах учитывалось, что давление в плазменном катоде в 1,5÷2 раза выше, чем в области транспортировки электронного пучка. Как видно из рис. 3.5, в данном диапазоне давлений концентрации зависит от тока разряда и практически линейно от p. С увеличением давления повышается частота взаимодействий электронов с молекулами газа, и следовательно, более

интенсивный обмен энергией между частицами в плазме, что определяет увеличение концентрации И уменьшение электронной температуры. В соответствии с вольт-амперной характеристикой при увеличении тока увеличивается и напряжение разряда, поэтому повышаются входной поток электронов и их начальная энергия. Это приводит к повышению концентрации и температуры электронов. Потенциал плазмы в отсутствии эмиссии электронов определяется влиянием концентрации и температуры плазмы, которые имеют различные зависимости от давления *p* (рис. 3.5). На характер зависимости $\varphi_n(p)$ оказывает действие определяющий из этих факторов. В рассматриваемом случае потенциал плазмы растет с увеличением разрядного тока и уменьшением давления рабочего газа.



Рис. 3.5. Зависимости концентрации (a, 1, 2) потенциала (a, 3, 4) и электронной температуры (6, 1, 2) разрядной плазмы от давления аргона: $1,3 - I_d = 150 \text{ A}; 2,4 - I_d = 250 \text{ A}$

3.2. Исследование потенциала сеточного электрода в электродной системе электронного источника с плазменным катодом

Рассмотрим физические механизмы, определяющие зависимости напряжения U_d от давления p и тока разряда I_d (рис. 3.3). Не учитываем вторичные процессы на катоде за счет ионов, поступающих их ускоряющего промежутка, а также токи ионов на катод и эмиссионный электрод. В этом случае ток на эмиссионный электрод, обеспечивается за счет компонентов, входящих в

52

соотношение:

$$I_{d} = I_{eb} + j_{ch} S_{\Sigma a} \ell^{-\frac{e\varphi_{n}}{kT_{e}}} + j_{ch} \int_{r_{0}-l_{i}}^{r_{0}} \ell^{-\frac{e\varphi(r)-DU}{kT_{e}}} r dr + j_{ch} S_{0}$$
(3.1)

где:

- *I*_{eb} ток быстрых электронов, не участвующих в процессе ионизации газа в плазменном катоде;
- $j_{ch} S_{\Sigma a} \exp(-e\varphi_n/kT_e)$ ток электронов на металлическую поверхность анода и эмиссионного электрода;

$$- j_{ch} \int_{r_0-l_i}^{r_0} \exp\left[-(e\varphi(r) - DU)/kT_e\right] r dr$$
 – ток эмиссии электронов через

потенциальный барьер;

 $-j_{ch}S_0$ – ток эмиссии электронов через открытую плазменную поверхность.

Здесь j_{ch} – плотность хаотического тока, $S_{\Sigma a}$ – площади металлической эмиссионного электрода, r_0 – радиус ячейки сетки, l_i – ширина ионного слоя; $S_0 = \pi r_0^2 (1 - l_i / r_0)^2$; U_a ускоряющий потенциал в плазменном аноде; D – коэффициент электрической проницаемости эмиссионного электрода.

Ширина ионного слоя *l_i* определяется из закона Чайлда-Ленгмюра для ионной плотности тока *j_i*:

$$l_{i} = \frac{2}{3} \left(\frac{\varepsilon_{0}}{j_{i}} \sqrt{\frac{2e}{M_{i}}} \right)^{1/2} \varphi_{n}^{3/4}, \qquad (3.2)$$

в предположении, что на границе слоя плотность ионного тока определяется по формуле Бома [32]:

$$j_i = 0, 4en_i v_i = 0, 4en_i (2kT_e / M_i)^{1/2}$$
. (3.3)

На рис. 3.6 показано схематическое изображение областей разряда и ускорения электронов, стрелками обозначены потоки заряженных частиц. Здесь же показаны распределения потенциала в режиме эмиссии электронов.





Рассмотрим основные режимы работы плазменного катода: без эмиссии электронов, эмиссия через потенциальный барьер и эмиссия через открытую плазменную поверхность. Из уравнения (3.1) можно записать выражение для потенциала плазмы φ_n относительно сеточного электрода для соответствующих режимов работы источника.

Режим без эмиссии электронов в ускоряющий промежуток, DU = 0:

$$\varphi_n = \frac{kT_e}{e} \ln \left[\frac{j_{ch} S_{\Sigma a}}{\Delta I_d} \right].$$
(3.4)

Режим эмиссии электронов через потенциальный барьер, $\varphi_n > DU$:

$$\varphi_n = \frac{kT_e}{e} \ln \left[\frac{j_{ch}}{\Delta I_d} \left(S_{\Sigma a} + S_e \exp(\frac{eDU}{kT_e}) \right) \right].$$
(3.5)

Режим эмиссии электронов с открытой плазменной поверхности в центральной части эмиссионного отверстия, $\varphi_n = DU$:

$$\varphi_n = \frac{mc^2}{e} \left[\frac{\Delta I_d}{NI_A} \right]^{2/3} \left[\left(\frac{j_{ch} S_e}{\Delta I_d} \right)^{1/2} - 1 \right]^{4/3}.$$
(3.6)

Ускоряющее поле, проникающее через ячейки сетки, на глубину z может

быть представлено зависимостью:

$$DU(z) = c_1 \frac{r_0 U_a}{d} \exp\left(-c_2 \frac{\rho - z}{r_0}\right).$$
 (3.7)

где c_1 и c_2 – постоянные; z – осевая координата относительно ячейки сетки шириной $h = 2r_0$, z = 0 – плоскость сетки со стороны разрядной плазмы, $N = S_e/(h + \rho)^2$, ρ – толщина проволоки эмиссионной сетки, d = d(t) – ширина ускоряющего промежутка плазменного анода, который определяется в соответствии с законом Чайлда-Ленгмюра, зависимость от времени связана с изменением плотности тока на фронте тока разряда и динамикой процессов ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода:

$$d(t) = \left[\frac{\sqrt{2}}{9\pi} \left(\frac{eU_a}{mc^2}\right)^{3/2} \frac{I_A}{j_b(t)}\right]^{1/2},$$
(3.8)

где j_b – плотность тока пучка в ускоряющем промежутке.

Разность потенциалов между катодом и эмиссионным электродом (между электродами 1 и 3 (рис. 3.1): $U_d = -|U_c| + \varphi_n$, где U_c – потенциал катода, φ_n – потенциал плазмы относительно эмиссионного электрода. В режиме без эмиссии электронов с учетом выражения (3.4), напряжение U_d запишется в виде

$$U_{d} = -\left|U_{c}\right| + \frac{kT_{e}}{e} \ln\left[\frac{j_{ch}S_{\Sigma a}}{\Delta I_{d}}\right].$$
(3.9)

Рассмотрим режим эмиссии электронов с открытой плазменной поверхности, когда из-за высокого потенциального барьера можно пренебречь током электронов через него. Положение границы эмиссионной плазмы в ячейках сетки обеспечивает эффективную эмиссию электронов с открытой поверхности разрядной плазмы при выполнении равенства $\varphi_n = DU$ и замыкании основной части электронной компоненты тока разряда через ее ячейки в ускоряющий промежуток. В этом случае потенциал плазмы (3.6)

$$\varphi_n = \frac{mc^2}{e} \left(\frac{\Delta I_d}{NI_A}\right)^{2/3} \left[\left(\sqrt{\frac{kTe}{2\pi mc^2}} \frac{I_A r_{cl} S_e}{\Delta I_d} n_i\right)^{1/2} - 1 \right]^{4/3}.$$
(3.10)

Равенство (3.10) связывает характеристики плазменного катода (концентрации плазмы, ток разряда, прозрачности эмиссионной сетки, координата эмиссионной границы) с электрическими характеристиками плазменного анода (ускоряющее напряжение, ширина ускоряющего промежутка).

Для исследования функции *U*_d

$$U_{d} = -\left|U_{c}\right| + \frac{mc^{2}}{e} \left(\frac{\Delta I_{d}}{I_{A}N}\right)^{2/3} \left[\left(\sqrt{\frac{kTe}{2\pi mc^{2}}} \frac{I_{A}r_{cl}S_{e}}{\Delta I_{d}}n_{i}\right)^{1/2} - 1 \right]^{4/3}, \qquad (3.11)$$

учтем, что концентрация плазмы пропорциональна плотности тока разряда. Полагаем, что основным механизмом генерации разрядной плазмы является объемная ионизация газа электронами, ускоренными в катодном слое. Определяя концентрацию разрядной плазмы

$$n_i = \Psi T_i = \frac{\Delta I_d}{I_A} \frac{1}{S_d r_{cl}} \frac{L_i}{\lambda_1} \frac{c}{\mathbf{v}_i} p$$
(3.12)

запишем напряжение U_d, как функцию давления газа

$$U_{d} = -\left|U_{c}\right| + \frac{mc^{2}}{e} \left(\frac{\Delta I_{d}}{I_{A}N}\right)^{2/3} \left[\left(\frac{S_{e}}{2\sqrt{\pi}S_{\Sigma a}} \sqrt{\frac{M_{i}}{m}} \frac{L_{i}}{\lambda_{1}} p\right)^{1/2} - 1 \right]^{4/3}.$$
 (3.13)

Здесь размерность давления p в Па, λ_1 – длина пробега электрона при давлении газа 1 Па, $L_i = v_i T_i$, M_i и m – масса иона и электрона, S_d – площадь поперечного сечения разрядной камеры. Из выражения (3.13) видно, что потенциал плазмы увеличивается с ростом давления и тока разряда, зависит от прозрачности сетки.

На рис. 3.7 показаны расчетные зависимости напряжения U_d от давления газа (аргон) в режиме без эмиссии электронов (3.9) и в режиме с эмиссией (3.11) при двух значениях тока разряда $I_d = 150$ и 250 A, для ячейки сетки $h \times h = 0,3 \times 0,3$ мм, толщине проволоки $\rho = 0,15$ мм. В режиме без эмиссии электронов при вычислении кривых 3 и 4 использовались расчетные концентрация и температура плазмы (рис. 3.5).

В режиме эмиссии электронов происходит смена полярности напряжения U_d

(рис. 3.3 и рис. 3.7). Это связано с влиянием ускоряющего поля на формирование слоя положительного заряда в области эмиссионных отверстий и величину потенциала плазмы относительно эмиссионного электрода. Относительно сильная зависимость U_d от давления (рис. 3.7) обусловлена зависимостью потенциала φ_n (3.10) от концентрации плазмы n_i , которая в соответствии с (3.12) линейно растет с давлением.



Рис. 3.7. Расчетные зависимости напряжения U_d от давления p (в районе эмиссионной сетки); $1, 2 - U_a = 10$ кВ; $3, 4 - U_a = 0; 1, 4 - I_d = 250$ А; $2, 3 - I_d = 150$ А

Как видно из рис. 3.3 и рис. 3.7, при увеличении тока разряда I_d увеличение напряжения U_d практически постоянное во всем рассматриваемом диапазоне давлений. Экспериментальные и расчетные зависимости показывают хорошее согласие на качественном уровне.

3.3. Генерация анодной плазмы в режиме усиления тока эмиссии

В плазменном источнике с сеточной стабилизацией границы плазмы существенную роль могут играть процессы вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода и ионы, поступающие из ускоряющего промежутка через ячейки сетки в разрядную область. Под действием бомбардировки ионами, поступающими из ускоряющего промежутка, локально повышается плотность разрядной плазмы [31]. Повышение плотности эмитируемого плазмой электронного тока происходит с коэффициентом ионно-электронов, который выражается количеством электронов,

дополнительно эмитируемых плазменной поверхностью при поступлении через нее в плазму одного иона [31].

Изменение токов, потенциала плазмы и концентрации пучковой плазмы во время импульса тока разряда можно проследить рассматривая нестационарной модель [45]. Модель учитывает баланс токов в плазменном канале, создаваемом электронным пучком, и баланс заряженных частиц с учетом процесса ионноэлектронной эмиссии с поверхности сеточного электрода плазменного катода

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \left(1 - \frac{n}{n_{g0}}\right) n_{g0} \left[K_b n_b + \gamma \xi K_\sigma n + K_e n\right] - \frac{n}{T_i}$$
(3.14)

в состоянии равновесия ($n = n_e = n_i$) полагая, что все рождающиеся ионы уходят на эмиссионный электрод и стенку трубы дрейфа. Здесь γ – усредненное значение коэффициента ионно-электронной эмиссии на поверхности эмиссионного электрода γ_a и разрядной плазмы γ_p [33], $K_{e,\sigma,b} = (v \sigma_{ei})_{e,\sigma,b}$ – коэффициенты ионизации газа плазменными, вторичными и быстрыми электронами, T_i – среднее время выхода ионов, n_{g0} – концентрация газа, $\xi = v_i/v_b$. В диапазоне энергий электрона от 90 эВ до 10 кэВ коэффициент ионизации аргона изменяется в пределах (6÷3)×10⁻⁸ см³/с (рис.1.7).

Коэффициент ионно-электронной эмиссии γ зависит от сорта газа, материала сеточного электрода и ускоряющего напряжения, при ускоряющем напряжении $U_a = 10$ кВ коэффициент $\gamma = 1,3$ [4,6]. За счет пространственного заряда в ускоряющем промежутке происходит падение ускоряющего напряжения $\Delta U_a = \int I_b(t) dt / C$ и, соответственно, уменьшение коэффициента ионноэлектронной эмиссии. При экспериментальном значении емкости $C = 3 \times 10^{-6}$ Ф и токе $I_b = 150$ A за время 150 мкс падение ускоряющего напряжения может составлять до 4 кВ.

На рис. 3.8 показан модельный импульс тока разряда $I_d(t)$ и соответствующие ему импульсы тока пучка $I_b(t) = I_d(t) + (\gamma + 1)I_i$, потенциала плазмы (3.10) и относительной концентрации пучковой плазмы n/n_{g0} (3.12). Как видно из рис. 3.8, амплитуда и форма импульса тока пучка определяется

импульсом тока разряда, а также динамикой процессов генерации пучковой плазмы: объемной ионизацией газа электронным пучком и γ-процессов на эмиссионном электроде и поверхности разрядной плазмы.



Рис. 3.8. Импульсы токов и концентрация плазмы; $a - pK_e = 6 \times 10^{-9}$ Па см³/с; $\delta - 2 \times 10^{-9}$ Па см³/с

Уменьшение давления газа (или магнитного поля) приводит к существенному уменьшению концентрации пучковой плазмы и ионного тока и, соответственно, потенциала плазмы, тока вторичных электронов и тока пучка в ускоряющем промежутке (рис. 3.8).

На рис. 3.9 показана схема эмиссионной системы. Сетка с толщиной проволоки ρ стабилизирует границу разрядной плазмы, от сетки разрядная плазма отделена слоем положительного заряда шириной l_i , а пучковая плазма – ускоряющим промежутком шириной d.



Рис. 3.9. Схема эмиссионной системы

Рассмотрим основные механизмы релаксации в разрядной плазме ионов из ускоряющего промежутка: перезарядку ионов на газовых молекулах и их потери за счет выхода на стенки катодной полости. Полагая, что $n_i(z) = n_e(z)$, и определяя прирост концентрации электронов на границе плазмы $z = z_{pl}$, вызванный поступлением в плазму ионов с плотностью тока j_{ia} , соотношением [31, 84]

$$\Delta n_{ic} = \frac{j_{ia}}{e} \frac{3Q_i}{Q_n} \tag{3.15}$$

запишем выражение для концентрации разрядной плазмы :

$$n_{ic} = n_{ic0} \left[1 - \gamma_p F(\gamma, p_a) \right]^{-1}.$$
 (3.16)

Здесь n_{ic0} – концентрация разрядной плазмы без эмиссии электронов в ускоряющий промежуток, $\gamma_{pmin} < \gamma_p < (3Q_i / 4Q_n) \sqrt{M_i / m}$, Q_i – полное сечение взаимодействия медленного иона в плазме, Q_n – сечение перезарядки быстрого иона, $\gamma_{pmin} = 0,5$ при $U_a = 10$ кВ [31]. Функция $F(\gamma, p) = j_i / j_{em}$ получена из решения уравнения (3.14) в стационарном случае (dn/dt = 0) при $n \ll n_{g0}$

$$F = T_i K_b \xi n_{g0} \left[1 - T_i K_b \xi n_{g0} \left(\gamma + \frac{K_e}{\xi K_b} \right) \right]^{-1} = \frac{L_i}{\lambda_b} \left[1 - \frac{L_i}{\lambda_b} \left(\gamma + \frac{\lambda_b \mathbf{v}_e}{\lambda_e \mathbf{v}_i} \right) \right]^{-1}.$$
 (3.17)

Выражение (3.17) показывает зависимость концентрации пучковой плазмы от γ-процессов, давления и сорта газа, скорости ионизации молекул газа электронами. Формула (3.17) не учитывает нелинейную динамику концентрации плазмы (3.14), имеющую существенное значение на фронте тока разряда, поэтому отражает качественную зависимость ионного тока от тока пучка.

Из соотношения (3.16) видно, что концентрация разрядной плазмы зависит от давления рабочего газа в плазменном катоде и канале транспортировке пучка (плазменном аноде), от объемной ионизации и γ-процессов в плазменном аноде. Это определяет влияние процесса генерации пучковой плазмы на генерацию разрядной плазмы. При постоянном токе разряда γ-процессы с поверхности разрядной плазмы происходят за счет контрагирования разряда, за счет уменьшения плотности заряда в других областях [31]. Значительная часть ионов перезаряжается вблизи границы токоотбора и за счет диффузии уходит из этой области.

Усиление тока пучка происходит благодаря процессам вторичной ионноэлектронной эмиссии с поверхности сеточного электрода и границы разрядной плазмы. Определяя ток электронов в ускоряющем промежутке,

$$I_{b} = I_{em} + (\gamma_{a} + 1)I_{i} + (\gamma_{p} + 1)I_{ip}, \qquad (3.18)$$

запишем коэффициент усиления тока эмиссии:

$$K = \frac{I_b}{I_{em}} = 1 + \left[\left(\gamma_a + 1 \right) s_e + \left(\gamma_p + 1 \right) s_a \right] F \left(\gamma_a, p_a \right), \tag{3.19}$$

где I_i и I_{ip} – токи ионов из ускоряющего промежутка на поверхность эмиссионного электрода и через ячейки сетки в область разрядной плазмы; $s_e = S_e/S_b$, $s_a = S_a/S_b$; $S_b = \pi r_b^2$ – площадь сечения пучка. Если $\alpha = I_{em}/I_d$ – коэффициент извлечения, то

$$K_{1} = \frac{I_{b}}{I_{d}} = \frac{I_{em}}{I_{d}} + (\gamma_{a} + 1)\frac{I_{i}}{I_{d}} + (\gamma_{p} + 1)\frac{I_{ip}}{I_{d}} = \alpha + \alpha \left[(\gamma_{a} + 1)s_{e} + (\gamma_{p} + 1)s_{a}\right]F(\gamma_{a}, p_{a}). \quad (3.20)$$

Коэффициенты K и K_1 зависят от ускоряющего напряжения, материала эмиссионного электрода (коэффициент ионно-электронной эмиссии), от сорта и давления газа, геометрической прозрачности эмиссионного электрода. В режиме эмиссии электронов с открытой плазменной поверхности коэффициент усиления тока эмиссии (3.17) может быть больше единицы.

Экспериментально показано, что форма импульса и амплитуда тока пучка I_b существенно зависят от материала эмиссионного электрода и сорта газа [6], а также от режима работы плазменного анода; в работе [5] получено увеличение тока пучка в режиме отражательного разряда на коллекторе для плазменных электронов.

В экспериментах на источнике с плазменным катодом и сеточной стабилизацией плазмы «СОЛО», получено значительное увеличение (до 2-х раз) полного тока эмиссии (с прямоугольным импульсом) при отсутствии явного изменения тока разряда в диапазоне параметров: магнитное поле (3,6÷30) мТл,

давление газа (Ar) (0,015 \div 0,04) Па. В эксперименте [12] увеличение тока разряда (рис. 3.26) получено при давлении p = 0,1 Па.

При увеличении давления и магнитного поля влияние обратной связи на ток разряда возрастает за счет ионного тока из ускоряющего промежутка. При этом увеличение концентрации плазмы n(r, z) (рис. 3.4) может происходить не только локально у эмиссионной сетки, но также за счет γ -процессов на катоде. Увеличение потенциала плазмы относительно катода, обусловленное взаимодействием ускоренных ионов с плазмой и остаточным газом, при низком сопротивлении в цепи источника приводит к увеличению тока разряда. Коэффициент усиления тока разряда зависит от напряжения в источнике питания, которое используется для питания разряда, и его выходного сопротивления [12].

На рис. 3.10 показаны экспериментальные зависимости тока в ускоряющем промежутке от тока разряда в электронных источниках с плазменным катодом и сеточной стабилизацией плазменной границы. Коэффициент усиления тока пучка уменьшается с ростом тока разряда. Это связано с тем, что с увеличением тока разряда (при неизменном давлении газа) увеличивается степень ионизации газа в плазменном аноде электронами, эмитируемыми в ускоряющий промежуток, и уменьшается ионный ток относительно тока эмиссии.



Рис. 3.10. Экспериментальная зависимость тока в ускоряющем промежутке от тока разряда; электронные источники «СОЛО» ($1 - B_z = 300 \ \Gamma c$ [4], $2 - B_z = 250 \ \Gamma c$ [12]) и многодуговой плазменный катод ($3 - B_z = 300 \ \Gamma c$ [13], $4 - B_z = 250 \ \Gamma c$ [13])

3.4. Пробой ускоряющего промежутка

Пробой ускоряющего промежутка ограничивает возможности увеличения энергии генерируемого электронного пучка в плазменном источнике. Положение границы эмиссионной плазмы в ячейках сетки обеспечивает эффективную эмиссию электронов из плазмы, и замыкание основной части электронной компоненты тока разряда через ее ячейки в ускоряющий промежуток.

Сетка стабилизирует границу плазмы до тех пор, пока рост эмиссионного тока компенсируется увеличением потенциала плазмы и, соответственно уменьшением площади эмиссионной поверхности за счет увеличения протяженности слоя пространственного заряда, который отделяет плазму от сеточного электрода [32].

Стационарное положение эмитирующей электроны плазменной поверхности z_{pl} , граничащей с областью электрического поля, определяется условием равенства газокинетического давления плазмы $E^2 = 8 \pi k T_e n_i$ и давления электростатического поля [32]. Изменение извлекающего напряжения или плотности плазмы сопровождается перемещением границы эмитирующей плазменной поверхности z_{pl} :

$$\frac{z_{pl}}{\rho} = 1 - \frac{r_0}{c_2 \rho} \ln c_1 c_2 \frac{U_a}{dE}.$$
(3.21)

На рис. 3.11 при разных размерах ячейки сетки показана зависимость относительной координаты границы эмиссии z_{pl}/ρ от параметра $\xi = U_a/dE$, где ξ

$$\xi = \frac{U_a}{dE} = \frac{3\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \left(\frac{j_{em}(1 + (\gamma + 1)F)}{j_{ch}} \right)^{1/2} \left(\frac{eU_a}{kT_e} \right)^{1/4}$$
(3.22)

зависит от ускоряющего напряжения, отношения плотности тока пучка к хаотическому току в плазменном катоде и температуры плазменных электронов. Координата z = 0 расположена на внутренней границе сеточного электрода (рис. 3.9). С увеличением концентрации плазмы или уменьшением поля в ускоряющем промежутке плазменная граница перемещается в область ускоряющего промежутка (рис. 3.11, $\rho = 0,15$ мм). Разрядная плазма проникает в ускоряющий промежуток при $z_{pl} > \rho$, то есть при выполнении неравенства:

$$c_1 c_2 \xi < 1$$
 (3.23)

С увеличением $h \times h$ электрическое поле ускоряющего промежутка сильнее проникает через ячейки сетки, и эмиссионная граница смещается вглубь разрядной области. Если $z_{pl} < 0$, то протяженность ионного слоя, ограничивающего плазму от эмиссионного электрода, $l_i > h/2 = r_0$ и эмиссия электронов проходит через потенциальный барьер (3.5). Условие $z_{pl} < 0$ запишется в виде:





Рис. 3.11. Зависимость относительной координаты границы эмиссии от отношения *U/d E* при разных размерах ячейки сетки: *h*×*h* = (0,3×0,3) мм – сплошная линия, (0,6×0,6) мм – пунктирная линия

При увеличении прозрачности сетки увеличивается ток на фронте импульса тока разряда, как получено в эксперименте [6,14], это происходит за счет увеличения площади эмиссионной поверхности. Однако извлечение электронов в ускоряющий промежуток при увеличении размера ячеек сетки становится более неустойчивое [6,14].

Установлено существование двух разновидностей пробоя ускоряющего промежутка: плазменный и межэлектродный, которые определяются разными физическими механизмами [77-78]. Плазменный пробой реализуется между разрядной плазмой и ускоряющим электродом, межэлектродный пробой - между электродами ускоряющей системы. Для устранения пробоя первого типа необходимы меры по стабилизации плазменной границы, предотвращение пробоя первого типа достигается экранировкой периферийных частей ускоряющей системы [84-85].

В электронных источниках с плазменным катодом, как показали эксперименты, существует некоторое максимальное значение плотности энергии электронного пучка, при котором отсутствует пробой, в узком диапазоне давлений. Для определения условия пробоя ускоряющего промежутка в режиме эмиссии электронов с открытой плазменной границы исходим из того, что ток разряда не может превышать максимальный ток эмиссии электронов $I_d \leq I_{em}$. Если $I_d > I_{em}$, то $DU(z_{pl}) < \varphi$:

$$c_{1} \frac{r_{0} U_{a}}{d} \exp\left(-c_{2} \frac{\rho - z_{pl}}{r_{0}}\right) < \left(\frac{\Delta I_{d}}{N I_{A}}\right)^{2/3} \left[\left(\sqrt{\frac{1}{4\pi}} \frac{S_{e}}{S_{a}} \sqrt{\frac{M_{i}}{m}} \frac{L_{c}}{\lambda_{1}} p\right)^{1/2} - 1\right]^{4/3}.$$
 (3.25)

10

Соотношение (3.25) учитывает изменение плотности тока, динамику γ-процессов, параметры разрядно-эмиссионной системы, сорт и давление газа, а также изменение электрических характеристик системы в течение импульса тока разряда. Неравенство (3.25) может возникнуть в течение импульса тока разряда за счет просадки ускоряющего напряжения, уменьшения тока пучка, или уменьшения γ-процессов, и не является достаточным условием для пробоя ускоряющего промежутка.

Неравенства $DU(z_{pl}) < \varphi(3.25)$ и $z_{pl} > \rho$ (3.23) являются условием плазменного пробоя. Модель плазменного пробоя рассмотрена в работе [86], суть которой состоит в том, что пробой ускоряющего промежутка наступает при проникновении в него плазмы из разрядной области, при котором переключение разрядного тока с разрядной плазмы на ускоряющий электрод, сопровождается резким падением напряжения на ускоряющем промежутке. Если неравенство

$$DU \le \varphi_n - \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_{ch}S_e}{I_d}$$
(3.26)

выполняется при условии *z*_{pl} < 0 (3.24), то эмиссия электронов в ускоряющий промежуток с открытой плазменной поверхности переходит в эмиссию через

потенциальный барьер.

Как видно из соотношения (3.13) и рис. (3.5), потенциал плазмы существенно зависит от давления газа. Увеличение размера ячеек сетки, ускоряющего напряжения и тока эмиссии приводят к росту потенциала плазмы. Определяющим фактором для межэлектродного пробоя является превышение потенциала плазмы выше критического значения зажигания разряда в соответствии с левой кривой Пашена, которое при повышении давления, увеличении магнитного поля, а также при использовании более легкого плазмообразующего газа снижается [86].

Из анализа экспериментальных данных (таблица 1.1) следует, что предельные параметры, связанные с пробоем ускоряющего промежутка, связаны с ограничением по плотности энергии переносимой электронным пучком в плазменном аноде. Пробой ускоряющего промежутка сопровождается резким увеличением тока эмиссии и потенциала плазмы за счет замыкания дополнительного дугового разряда с внутреннего электрода плазменного катода на анодную плазму разряда [12]. Полагая, что эмиссия электронов осуществляется при выполнении условия $\varphi_n = DU$, максимальное значение потенциала плазмы, при котором отсутствует пробой ускоряющего промежутка, для источников данного типа можно определить выражением

$$\varphi_{nmax} = c_4 \frac{mc^2}{e} \left(\frac{eU_a}{mc^2}\right)^{1/4} \left(\frac{9\pi}{\sqrt{2}} \frac{r_0^2 c_1^2 j_b}{I_A}\right)^{1/2},$$
(3.27)

где $p_{\text{max}} = (j_b U_a)$ – максимальная плотность мощности, при которой отсутствует пробой ускоряющего промежутка, $c_4 = 1,5$ – постоянная учитывает отличие «закона 3/2» для плазменного диода от вакуумного диода и определена из сравнения расчетного потенциала плазмы (3.10) с экспериментом ([12] (рис. 3.3)). Исходя из формулы (3.27) оценим максимальные значения потенциала плазмы в электронных источниках с плазменным катодом (таблица 1.1). В электронном источнике [12] при давлении газа (аргон) 0,11 Па (ширина ячейки сетки $h = 2r_0 = 0,3$ мм, $c_1 = 0.3$) получена плотность мощности электронного пучка $p_{\text{max}} = 106$ кВт/см², которой соответствует потенциал плазмы $\varphi_{nmax} = 170$ В. В источнике на основе системы «СОЛО» [3-9] $p_{\text{max}} = 500 \text{ кBt/см}^2$ (h = 0,3 мм) и $\varphi_{nmax} = 255 \text{ B}$, в источнике с многодуговым эмиттером [14-17] $p_{\text{max}} = 300 \text{ кBt/см}^2$ (h = 0,4 мм) и $\varphi_{nmax} = 270 \text{ B}$, давление газа (аргон) 0,045 и 0,035 Па, соответственно.

В эксперименте [12] наличие следов эрозии, оставленных катодными пятнами на поверхности эмиссионного, указывают на пробой слоя плазма – анод (сеточный электрод), который может иметь место при увеличении потенциала плазмы. Из анализа экспериментальных данных (таблица 1.1) следует, что основным механизмом пробоя ускоряющего промежутка в электронных источниках на основе дугового разряда с сеточной стабилизацией границы плазмы является межэлектродный пробой в рабочем диапазоне давлений (0,1÷0,02 Па), ограничивающий пороговую энергию пучка. Уменьшение давления (в соответствии с левой кривой Пашена), плотности тока пучка и ускоряющего напряжения, а также уменьшение влияния поля из ускоряющего промежутка (экранирование периферийных частей) способствует повышению электрической прочности ускоряющего промежутка [84].

В электронном источнике с многодуговым разрядом [14-17] (таблица 1.1) мощность электронного пучка не превышает 5 кДж. В электронном источнике с двухступенчатой схемой ускорения [33] получена мощность 21 кДж. Это связано с тем, что, во-первых, плотность тока пучка почти в 2 раза ниже, чем в источнике с многодуговым разрядом. Во-вторых, потенциал плазмы благодаря двухступенчатой схеме ускорения меньше, так как ускоряющее напряжение на первой ступени – 30 кВ (вместо 200 кВ без двухступенчатой схемы).

3.5. Выводы по третьей главе

Теоретически показано, что в электронном источнике с плазменным катодом взаимосвязь процессов генерации пучковой плазмы в плазменном аноде, формируемом электронным пучком в канале транспортировки электронного пучка, и разрядной плазмы в плазменном катоде, определяется влиянием ионов из ускоряющего промежутка.

В режиме эмиссии электронов из плазменного катода происходит смена полярности напряжения между катодом и эмиссионным электродом, что связано с влиянием эмиссии электронов и ускоряющего напряжения на потенциал плазмы (относительно эмиссионного электрода), который имеет сильную зависимость от давления рабочего газа.

Теоретически показано, что амплитуда и форма импульса тока пучка определяются импульсом тока разряда, а также процессами в плазменном аноде, связанными с объемной ионизацией газа электронным пучком и ионноэлектронной эмиссией на поверхности эмиссионного электрода, определяющей усиление тока эмиссии в ускоряющем промежутке.

Получены оценки максимальных значений потенциала плазмы φ_{nmax} в электронных источниках на основе дугового разряда низкого давления с сеточным плазменным катодом, при которых пробой ускоряющего промежутка отсутствует. В диапазоне рабочих давлений газа (аргон) (0,035÷0,1 Па) потенциал плазмы $\varphi_{nmax} \sim 270$ ÷170 В.

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ И ПОТЕРЬ ТОКА ПУЧКА В ЭЛЕКТРОННОМ ИСТОЧНИКЕ С МНОГОАПЕРТУРНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ

Пучки большого сечения, выведенные в атмосферу или газ высокого давления через выпускные фольговые окна, находят широкое применение в полимеризации мономеров, в очистке атмосферы от выхлопных газов, а также в очистке сточных вод от загрязнений, в плазмохимии и радиационной химии, в накачке мощных газовых лазеров, в коммутации больших токов, в стерилизации пищевых продуктов и медицинского инструмента и др. [87-89]. При разработке и применении источников таких пучков возникает один из важных вопросов – минимизация энергетических потерь пучка, как при его транспортировке, так и при выводе пучка из вакуума в атмосферу.

Разрабатываемые в Институте сильноточной электроники СО РАН электронные источники [23,39,89], с плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы позволяют формировать электронные пучки с заранее прогнозируемой структурой. В таких источниках электронный пучок представляет суперпозицию элементарных пучков, сформированных отдельными эмиссионными структурами, плазменная граница которых стабилизирована мелкоструктурной металлической сеткой [23].

В электронном источнике с многоапертурным плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления (гл. 1) [23-29] при ускоряющем напряжении $U_a = 200$ кВ, токе эмиссии $I_{em} = 16$ А, длительности импульса $\tau_{u,mn} = 40$ мкс, частоте следования импульсов 50 Гц и средней мощности пучка в вакууме около 6400 Вт, из ускоряющего промежутка в атмосферу было выведено около 4000 Вт средней мощности. Одними из важных вопросов являются повышение КПД электронного источника и высокая равномерность плотности тока по сечению пучка.

В данной главе проводится теоретическое исследование характеристик

разрядной плазмы и генерируемого пучка, основных механизмов потерь тока пучка в электронном источнике с многоапертурным плазменным эмиттером с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы. Результаты теоретического исследования сравниваются с экспериментом.

Результаты главы представлены в работах [90-93].

4.1. Исследование характеристик разрядной и пучковой плазмы

Упрощенная схема электронного источника с многоапертурным плазменным эмиттером [23-29] показана на рис. 4.1. Электроны, генерируемые дуговым разрядом, поступают с катодных узлов на обоих торцах анода разрядной системы в полость цилиндрической формы размером (150×200×800) мм. На эмиссионную сетку уложена маска 2 размерами (150×750) мм толщиной 200 мкм. Маска разделяет эмиссионную поверхность на ячейки, которые являются отдельными эмиссионными структурами плазменного эмиттера. На опорной решетке 3 имеется такое же количество соосных отверстий, как и на маске, но большего диаметра. Идея состоит в том, чтобы отдельно сформированные в ускоряющем промежутке электронные пучки, не попадая на опорную решетку 3 выпускного фольгового окна, выводились через алюминиевую фольгу 4 в атмосферу с малыми потерями [23-29].



Рис. 4.1. Схема источника электронов с сеточным плазменным эмиттером: *1* – эмиссионная сетка, *2* – маска, *3* – опорная решетка выпускного фольгового окна, *4* – выпускная фольга, *5* – полый анод, *6* – корпус эмиттера

Для полноты переключения тока разряда в область эмиссионной сетки в экспериментах [23-29] было введено сопротивление R в цепи полого анода разрядной системы (рис. 4.1). При этом наблюдалось, что увеличение Rуменьшает передний фронт ток эмиссии и делает его форму более выраженной плоской вершиной по сравнению с током разряда. Влияние сопротивления R на параметры разрядной плазмы было исследовано численно с применением дрейфово-диффузионной модели [гл. 1]. В расчетах роль сопротивления выполняет коэффициент отражения электронов r_e от поверхности анода.

Коэффициент извлечения электронов из плазменного эмиттера в ускоряющий промежуток α равен отношению тока эмиссии I_{em} к току разряда I_d ($\alpha = I_{em}/I_d$). Экспериментальные зависимости коэффициента извлечения α и напряжения горения разряда от сопротивления R показаны на рис. 4.2 при размере ячейки эмиссионной сетки (0,4×0,4) мм и отсутствии маски [23]. На рис. 4.3 показаны экспериментальные зависимости тока анода I_a от сопротивления R и расчетные зависимости концентрации n_e и потенциала плазмы φ_n для токов разряда 100 A и 20 A. Расчеты показывают, что с увеличением сопротивления от 0 до 10 Ом увеличиваются концентрация и потенциал плазмы. Это происходит за счет увеличения числа отраженных от анода электронов и их участия в ионизации газа, что в свою очередь, увеличивает плотность хаотического тока, и как следствие, ток эмиссии.

Как видно из экспериментальных кривых (рис. 4.2), коэффициент извлечения *α* при сопротивлении большем 10 Ом практически не зависит от сопротивления. Это связано с практически полным отражением плазменных электронов от анода.

Ток разряда в плазменном катоде определяется составляющими: ток быстрых электронов, не участвующих в процессе ионизации газа в плазменном катоде $I_{eb} = j_{eb}(S_a + S_e)$; ток электронов на все электроды полого анода и ток эмиссии электронов через потенциальный барьер $\Delta \varphi = \varphi(r) - DU(z_{pl})$:

$$I_{d} = I_{eb} + j_{ch} S_{a} \ell^{-\frac{e\varphi_{n}}{kT_{e}}} + j_{ch} S_{e} \ell^{-\frac{e\Delta\varphi}{kT_{e}}}.$$
(4.1)

Здесь j_{eb} – плотность тока быстрых электронов; S_a и S_e – площади металлических поверхностей плазменного катода и ячеек эмиссионной сетки; j_{ch} – плотность хаотического тока; DU(z) – ускоряющее поле, проникающее через ячейки сетки в плазменный катод.



Рис. 4.2. Экспериментальные зависимости коэффициента извлечения α в отсутствие маски при $U_a = 160$ кВ (а) и напряжении горения разряда (б) от сопротивления экрана *R*; $1 - I_d = 20$ A, 2 - 40 A, 3 - 60 A, 4 - 90 A, 5 - 100 A, 6 - 150 A [24]

Коэффициент извлечения *α* в режиме эмиссии электронов через потенциальный барьер, полагая *I*_{eb} ~ 0 для упрощения, определяется выражением

$$\alpha = \left[\ell^{-\frac{e\Delta\varphi}{kT_e}} \right] \left[\frac{S_a}{S_e} \ell^{-\frac{e\varphi_n}{kT_e}} + \ell^{-\frac{e\Delta\varphi}{kT_e}} \right]^{-1} \le 1.$$
(4.2)

Как видно из соотношения (4.2), *α* не превышает единицы в режиме эмиссии электронов через потенциальный барьер.

Потенциал $\varphi_n(r)$ и концентрация плазмы увеличиваются одновременно с ростом сопротивления (рис. 4.3). С увеличением потенциала плазмы $\varphi_n(r)$ уменьшается ток электронов на анод I_a и увеличивается ток в ускоряющий промежуток и, соответственно, увеличивается коэффициент извлечения (4.2).

Из представленной зависимости (рис. 4.2*a*) видно, что коэффициент *а* увеличивается по мере увеличения амплитуды тока разряда *I*_d. Приэлектродный слой, отделяющий плазму от эмиссионного электрода, можно считать ионным и

его величина l_i в отсутствие ускоряющего напряжения может быть оценена из равенства ионного тока на анод, определяемого соотношением Бома и законом Чайлда-Ленгмюра для ионного тока [31, 32]:

$$l_i = r_D \left(\frac{e\varphi_n}{kT_e}\right)^{3/4} \tag{4.3}$$

где $r_D = (\varepsilon_0 k T_e / e^2 n)^{1/2}$ – дебаевский радиус, ε_0 – диэлектрическая постоянная, n – концентрация плазмы, φ_n – потенциал плазмы относительно эмиссионного электрода, k – постоянная Больцмана. Таким образом, согласно формуле (4.3) увеличение тока разряда, а, следовательно, увеличение концентрации плазмы приводит к уменьшению приэлектродного слоя, что в свою очередь приводит к увеличению площади открытой плазменной поверхности и увеличению коэффициента извлечения α .

Расчетные кривые (рис. 4.3.) показывают, что с увеличением сопротивления от 0 до 10 Ом увеличиваются концентрация и потенциал плазмы, а также тепловая скорость электронов. Это происходит за счет увеличения числа отраженных от анода электронов и их участия в ионизации газа. Это, в свою очередь, увеличивает плотность хаотического тока, и как следствие, ток эмиссии.



Рис. 4.3. Экспериментальные зависимости тока анода $I_a(1, 2)$ [24] и соответствующие им расчетные концентрация $n_e(3, 4)$ и потенциал- $\varphi_n(5, 6)$ плазмы от сопротивления R; 1, 3, 5 – I_d = 20 A; 2, 4, 6 – 100 A
Результаты численного исследования влияния давления газа на характеристики плазмы в разрядной области показаны на рис 4.4. С увеличением давления, концентрация n_e и потенциал плазмы φ_n увеличиваются. Повышение давления и приводит к увеличению частоты столкновения электронов с атомами практически линейному росту концентрации плазмы (рис. 4.4). газа И Коэффициент извлечения электронов меньше единицы (рис. 4.2*a*) и эмиссия электронов в ускоряющий промежуток происходит через потенциальный барьер, где потенциал плазмы определяется по формуле (3.5).



Рис. 4.4. Расчетные зависимости концентрации $n_e(1, 4)$ и потенциала плазмы φ_n (3, 6) и электронной температуры $T_e(2, 5)$ при сопротивлении в цепи анода

R = 25 Ом, токе разряда 1, 2, $3 - I_d = 20$ A, 4, 5, 6 - 90 A

Влияние площади эмиссионной поверхности электронов на параметры разрядной плазмы исследовано численно. В расчетах для упрощения геометрии маска представлена в виде решетки, закрывающей равномерно поверхность сетки (рис. 4.5). На рис. 4.6 показаны экспериментальные и расчетные зависимости тока эмиссии от отношения площади поверхности маски к полной площади поверхности сетки. Из вычислений следует, что при увеличении относительной площади поверхности маски от 0 до 0,46 концентрация плазмы увеличивается на 36 %, при этом температура плазмы и ее потенциал меняются незначительно. Таким образом, маска играет роль дополнительной поверхности разрядной полости, что оказывает влияние на параметры плазмы.

Проникающее через ячейки сетки ускоряющее электрическое поле (DU_a)

влияет на ширину пристеночного слоя l_i (~ $\Phi^{3/4}$) и соответственно на потенциал плазмы (3.4). В численных расчетах отношение (Φ/Φ_m)^{4/3}(n_{im}/n_i)^{1/2} = 1,16, поэтому ширина слоя при увеличении площади поверхности маски уменьшится в l_i/l_{im} = 1,16 раза, здесь Φ – отношение потенциала плазмы к (kT_e/e). Поэтому в условиях отбора электронов из плазмы через потенциальный барьер, наибольшее влияние на увеличение извлечения электронов с поверхности сетки оказывает не уменьшение l_i , а увеличение концентрации плазмы, т.е. плотности хаотического тока.



Рис. 4.5. Расчетная и экспериментальная геометрии масок



Рис. 4.6. Зависимость тока в ускоряющем промежутке от отношения площади поверхности маски к полной площади поверхности сетки; *1*, *3* – эксперимент [24],

2 – расчет, $1 - I_d = 100$ А, 2 - 90 А, 3 - 20 А

В отсутствие маски, электронный источник с размером ячейки выше (0,6×0,6) мм работает крайне нестабильно [29]. При появлении высокого ускоряющего напряжения и зажигании разряда на импульсах токов, как разряда, так и эмиссии появляются высокочастотные модуляции с частотой около

(1÷2) МГц. Обнаруживается влияние высокого напряжения на форму и амплитуду тока разряда, снижение электрической прочности ускоряющего промежутка и стабильности работы источника электропитания плазменного катода вплоть до выхода из строя элементов его электрических схем. В этом случае коэффициент извлечения в экспериментах без маски не превышает прозрачность сетки [29].

Конфигурация разрядной полости (рис. 4.1), увеличение сопротивления R, а также площади маски, расположенной на сетке, создают некоторый эффект электростатической ловушки, обуславливающей увеличение числа отраженных электронов от стенок разрядной полости, маски и эмиссионного электрода. В эксперименте [29] при наличии маски с диаметром отверстий (8÷12) мм, расположенной на эмиссионной сетке с размером ячейки (0,6×0,6) мм, на осциллограммах импульсов тока разряда и тока в ускоряющем промежутке прекратились все высокочастотные модуляции, а ускоряющее напряжение перестало влиять на форму и амплитуду импульса тока разряда.

На рис. 4.7 показаны типичные экспериментальные импульсы тока разряда и тока пучка при $U_a = 150 \text{ kB}$ с маской с отверстиями диаметром 8 мм и геометрической прозрачностью 13 %. Размер ячейки эмиссионной сетки (0,6×0,6) мм. На рис. 4.8 показано изменение расчетного распределения концентрации плазмы разряда на линии \mathbb{L} (рис. 4.5) у поверхности эмиссионной сетки от времени в течение импульса тока пучка.





Рис. 4. 7. Характерные осциллограммы Рис. 4. 8. Временные зависимости концентоков разряда и эмиссии [29] трации плазмы на линии *L* (рис. 4.5)

Оценки концентрации разрядной n_{ic} и пучковой плазмы n_{id} , можно получить для равновесного состоянии из уравнения баланса между скоростью ионизации Ψ электронами тока разряда I_d и скоростью потерь заряженных частиц. Если определить $\Psi = n_i/T_{ic}$ через диссипацию энергии быстрых электронов, вводимых в разрядную камеру объемом V [44], то концентрация равна

$$n_{ic} = \frac{I_d}{eV} T_{ic}.$$
(4.4)

Полагая, что ионизация в ускоряющем промежутке обусловлена быстрыми электронами, получим из уравнения (1.3) оценку концентрации плазмы в ускоряющем промежутке:

$$n_{id} = \frac{j_{em}}{e} T_i n_{g0} \sigma_i, \qquad (4.5)$$

где σ_i – сечение ионизации, $T_{i,ic}$ – время выхода ионов из пространства взаимодействия. При токе разряда 90 А и давлении в разрядной камере и ускоряющем промежутке p = 0.03 Па, токе эмиссии 54 А плотность плазмы в разрядной камере (формула (4.4)) $n_{ic} = 3.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, плотность плазмы в ускоряющем промежутке (формула (4.5)) $n_{id} = 3 \times 10^7$ см⁻³. Результаты расчетов с применением численной модели показаны на рис. 4.4 и рис. 4.9: $n_{ic} = 1.8 \times 10^{10}$ см⁻³, $n_{id} = 1.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$. плотность электронного пучка у поверхности фольги $n_{id} = 0.5 \times 10^6$ см⁻³. Плотность плазмы в разрядной системе, оцениваемая по формуле (4.4) выше плотности, полученной при численном моделировании. Это связано с тем, что при оценке (4.4) предполагали ионизацию газа всеми электронами, входящих в разрядную область, и не учитывали долю быстрых электронов, которые не участвуют в ионизации газа. Как показали численные промежутке расчеты, В ускоряющем концентрация пучковой плазмы неоднородная (рис. 4.9). Неоднородность связана с распределением скорости элементарного электронного пучка в ускоряющем промежутке и с процессом диффузии плазмы.

На рис. 4.10 показаны экспериментальные относительные распределения плотности тока вдоль средних линий по длинной и короткой сторонам

выпускного фольгового окна [24]. На рис. 4.11 показано относительное расчетное распределение плотности хаотического тока $j_{ch} = en_e v_e / 4$ вдоль длинной стороны сетки. Неоднородности плотности тока эмиссии в области выходного окна (рис. 4.10) И плотности хаотического тока В разрядной области (рис. 4.11взаимосвязаны и обусловлены расположением катодных узлов, в области которых происходит напуск газа. Неоднородность концентрации плазмы не превышает 15 %. Уменьшить неоднородность концентрации плазмы можно при использовании маски с переменной геометрической прозрачностью.



Рис. 4.9. Расчетное распределение концентрации плазмы в поперечном сечении в ускоряющем промежутке







Рис. 4.11. Расчетная относительная плотность хаотического тока на линии *L* по длинной стороне сетки при отсуствии маски, ток разряда – 90 А

4.2. Исследование потерь тока электронного пучка в диоде и при выводе в атмосферу

Исследование потерь пучка в ускоряющем промежутке рассмотрим на основе баланса токов. С учетом вторичной ионно-электронной эмиссии с металлической поверхности сетки ток в ускоряющем промежутке

$$I = I_{em} + I_i + I_\sigma \pm I_g, \qquad (4.6)$$

Здесь I_{em} – ток эмиссии, I_i – ионный ток, I_g – ток электронов, отраженных от фольги с коэффициентом отражения g; $I_{\sigma} = \gamma I_i$ – ток вторичных электронов, полученных в результате ионно-электронной эмиссии с поверхности сетки. Ионы, ускоренные в ускоряющем промежутке и достигшие эмиссионной сетки (и маски), выбивают вторичные электроны, количество которых определяется материалом сетки (и маски) и энергией ионов. Ток I_i равен сумме ионных токов, образованных в результате: ионизации быстрыми электронами десорбированного на поверхности выводной фольги и опорной решетки остаточного и рабочего газа (I_{if}), объемной ионизации газа электронами, эмитируемыми из разрядной полости ($I_{i,em}$) и отраженными от фольги (I_{ig}). Ток (4.6) можно записать в виде:

$$I = I_{em} + (\Gamma + 1)(I_{i,em} + I_{if} + I_{ig}), \qquad (4.7)$$

где $\Gamma = \gamma \cdot s$, γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии с металлической поверхности сетки, *s* – отношение площади металлической поверхности сетки к сечению пучка (для простоты считаем, что оно одинаковое для всех потоков заряженных частиц). Согласно закону непрерывности тока, электронный ток

плазмы равен ионному току $I_e = I_i$ и в отсутствие маски относительные потери пучка при прохождении фольги определяются отношением:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{I_i}{I_{em} + (\Gamma + 1)I_i}.$$
(4.8)

Здесь не учитываются отраженные от фольги электроны с током gI_{em} , так как они движутся в тормозящем поле и вблизи сетки отражаются обратно, на фольге или опорной решетке отражается ток g^2I_{em} и т.д. То есть вкладом отраженных электронов в полный ток и потерями, вызванными этими электронами, можно пренебречь. Однако следует учесть вклад ионного тока, образованного этими осциллирующими электронами в результате объемной ионизации и вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности сетки: $I_{ig} = 2(g+g^2+g^3+...)I_{em}F(p, \gamma)$. Где функция *F* определяется согласно модели (1.3), учитывающей баланс токов в плазменном канале, создаваемом электронным пучком при его транспортировке, и вторичную ионно-электронную эмиссию с поверхности эмиссионного электрода в электронной системе с сетчатым плазменным катодом $F = L_i n_g \sigma_{ei}$:

Ионный ток в ускоряющем промежутке зависит от коэффициентов отражения *g* и вторичной эмиссии Г, давления газа:

$$I_{i} = \left[1 + 2(\Gamma + 1)\frac{g}{1 - g}\right]I_{em}F(p, \gamma) + I_{if}.$$
(4.9)

Воздействие пучка электронов в диапазоне энергий 100÷200 кэВ на поверхность мишени приводит к десорбции газа $\tilde{m} \sim 10$ молекул на один электрон [94]. Концентрация десорбированного газа вблизи поверхности мишени $n_{ag} = N_{ag}/V_{ag} = \tilde{m} j_b/ev_a$, где N_{ag} – количество атомов десорбированного газа, $v_a \sim (5\div 6)\cdot 10^4$ см/с – скорость движения атома. При плотности электронного пучка $j_b \sim 0,1$ А/см² концентрация десорбированного газа $n_{ag} = 10^{14}$ см⁻³, что на порядок превышает плотность рабочего газа в ускоряющем промежутке $n_g = 10^{13}$ см⁻³ (p = 0,04 Па). Плотность ионного тока, обусловленного объемной ионизацией десорбированного газа с поверхности фольги электронами пучка,

$$j_{if} = j_b L_i \sigma_{ei} (n_g + n_{ag}).$$
 (4.10)

где $L_i = v_a \cdot t_{umn} \sim 2$ см. В области энергии электронов 100÷200 кэВ сечение

ионизации $\sigma_{ei} = (1 \div 0,5) \ 10^{-18} \text{ см}^2$ (рис. 1.7) [95] и относительная плотность ионного тока составляет $j_{if}/j_b = (1,2 \div 0,6) \ 10^{-3}$.

Относительная плотность ионного тока в ускоряющем промежутке за счет объемной ионизации газа электронами эмиссии $j_i / j_b = L_i \sigma_{ei} n_g$. Сечение ионизации электронами атомов рабочего газа существенно зависит от энергии электронов, которая в ускоряющем промежутке является функцией координаты (рис. 4.13). Полагая, что средняя энергия электронов 100 кэВ при концентрация рабочего газа $n_g = 10^{13}$ см⁻³, относительная плотность составляет $j_i / j_b \sim 10^{-4}$.

Относительная плотность ионного тока за счет объемной ионизации газа отраженными электронами $j_{ig}/j_b = 2 g(\Gamma + 1) (j_i/j_b)/(1 - g)$. Учитывая, что коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии при энергии электрона 30 кэВ равен 1,5 [4] и с увеличением энергии имеет насыщение, и полагая $\Gamma = \gamma s = 2$ и g = 0,04 получим $j_{ig}/j_b = 0,25$ (j_i/j_b). Вклад в ионный ток отраженных электронов от фольги и опорной решетки зависит от коэффициента ионно-электронной эмиссии, прозрачности сетки и коэффициента отражения.

Плотности тонных токов *j_i*, *j_{if}* и *j_{ig}* увеличиваются с ростом давления газа и уменьшением энергии быстрых электронов (т.е. увеличением сечения ионизации молекул газа). При параметрах эксперимента [24] суммарный относительный ионный ток не превышает 1 %.

Динамика электронного пучка и потока ионов в ускоряющем промежутке исследована методом крупных частиц (PIC-код KARAT) [56]. При параметрах эксперимента процессы, связанные с собственными полями пучка И пространственной ионизацией газа ускоряемыми электронами, не оказывают существенного влияния на в ускоряющем промежутке. Однако начальные эмитируемых электронов скорости И энергии оказывают влияние на распределение электронного пучка на выпускном окне. На рис. 4.12 показаны В относительное распределение потенциала ускоряющем промежутке И конфигурационные портреты электронных потоков (эмитируемых и отраженных от фольги электронов) при разных начальных условиях, стрелками обозначены вектора скорости. На рис. 4.126 энергия начальная энергия электронов $\varepsilon_0 - 50$ эВ, угол влета 0 градусов. На рис. 4.12*в* на сетке 10 % электронов в диапазоне энергий 70÷150 эВ имеют угол влета от 0 до 75 °. При таком модельном начальном распределении электронов по энергии и скоростям на фольговое выпускное окно поступает 94 % эмитируемых электронов. Потери на опорной решетке зависят от ее ширины.



Рис. 4.12. Относительное распределение потенциала (*a*) и конфигурационные портреты элементарных электронных потоков без (*б*) и с разбросом (*в*) электронов энергии и углу влета

Распределение плотности тока ионного пучка на сетке, сформированного в канале опорной решетки выпускного фольгового окна, зависит от кривизны поверхности силовых линий электрического поля внутри отверстий опорной решетки. При высоте опорной решетки > 0,5 см (диаметр отверстия 15 мм) ускоренные ионы выбивают вторичные электроны с поверхности маски, вероятность вывода которых в атмосферу через выпускное фольговое окно в этом случае минимальна. В эксперименте [24] отпечатки ионных пучков, оставленные на эмиссионной сетке 1 и полом аноде 5, имеют диаметры меньше диаметра отверстий в опорной решетке. Это связано как с фокусировкой каждого ионного пучка в отдельности, так и рассеянием ионов на молекулах газа при прохождении ускоряющего промежутка и разрядной области.

На рис. 4.13 показаны распределения плотности тока электронного пучка на фольге и плотности ионного тока на сетке при разной высоте опорной решетки.



Рис. 4.13. Распределения плотности тока электронного пучка на фольге (*a*) и плотности ионного тока на сетке (δ) при разной высоте опорной решетки: 1–1 см, 2-0.5 см, 3-0.2 см

В расчетах с применением PIC-кода не учитывается неоднородность электрического поля в ячейках сетки из-за разных пространственных масштабов. Однако оптические характеристики элементарных электронных пучков, могут существенно зависеть от эмиссионных свойств плазменного катода и конфигурации ускоряющего поля в ячейках сетки и диоде. Поэтому проведен траекторный анализ электронов и ионов на основе интегрирования уравнений движения заряженных частиц в ускоряющем поле промежутка.

Расчет трехмерного ускоряющего поля в ускоряющем промежутке (диоде) проводился в «холодной» (т.е. без учета плазмы и пространственного заряда) системе в соответствии с геометрией сетки и маски. На рис. 4.14 показаны решения уравнения Пуассона для разных геометрий системы. При уменьшении размера ячеек сетки в 2 раза, потенциал на расстоянии 0,2 мм от сетки (порядка размера проволоки сетки) снижается 5 раз за счет уменьшения проникновения ускоряющего поля через ячейки сетки. Распределение потенциала существенно зависит также от величины ускоряющего потенциала (рис. 4.15), при $U_a = 200$ кВ потенциал внутри ячейки сетки выше 150 В.



Рис. 4.14. Распределение потенциала на расстоянии 0,2 мм от сетки при $U_a = 160 \text{ кB}$: *a*, δ – маска находится на сетке; *в*, *г* – маска – под сеткой; *a*, *в* – размер сетки 0,6×0,6 мм; δ ,*г* – 0,3×0,3 мм



Рис. 4. 15. Распределение электрического поля в области ячейки сетки: $1 - U_a = 100$ кВ, 2 - 200 кВ, размер сетки (0,6×0,6) мм

Стационарное положение z_{pl} эмитирующей электроны плазменной поверхности, граничащей с областью электрического поля, определяется условием равенства давления электростатического поля и газокинетического давления плазмы [32]. На рис. 4.16 показана зависимость относительной координаты плазменной границы от параметра $\xi = U_a/d E$ для ячейки сетки

83

 $(0,6\times0,6)$ мм. Для концентрации плазмы 10^{10} см⁻³, температуры плазмы $10\div25$ эВ параметр $\xi = 1,6\div2,5$. В численных расчетах электроны, эмитируемые с границы z_{pl} , имели начальную скорость в соответствии с температурой плазмы (рис. 4.3), а вектор скорости определялся в соответствии с вектором электрического поля в точке эмиссии. Траекторный анализ проведен для 45 электронов и 21 иона. Электроны стартовали из плазменного катода, ионы – из канала опорной решетки. Фазовые координаты электронов (достигших фольги выводного окна и опорной решетки) и ионов (достигших эмиссионной сетки) статистически обрабатывались для характеристик пучков. Результаты траекторного анализа показаны на рис. 4.17-4.19.



Рис. 4.16. Зависимость относительной координаты границы эмиссии от отношения $\xi = U_a / dE$

На рис. 4.17 показаны конфигурационные портреты элементарных электронного и ионного пучков в ускоряющем промежутке при напряжении 200 кВ для равномерного распределения на старте, начальная энергия электронов 20 эВ, энергия ионов 2 эВ.

Неоднородное электрическое поле (рис. 4.18.) в области эмиссии электронов и в ячейках сетки определяет поперечную составляющую скорости электронов в ускоряющем промежутке, что вызывает их удаление от центра элементарного пучка и попадание на опорную решетку. Существенное влияние на угловое распределение эмитируемых в ускоряющий промежуток электронов оказывают краевые эффекты маски (из рис. 4.19). Это связано с уменьшением размера краевых ячеек за счет перекрытия их маской, а также за счет затекания плазмы под маску при неплотном ее прилегании к сетке.



Рис. 4.17. Конфигурационные портреты элементарных электронного (a, δ) и ионного (a) пучков при $U_a = 200$ кВ, размер сетки 0,6 х 0,6 мм; a – маска на сетке,

б – под сеткой: 1 – сетка, 2 – маска, 3 – решетка, 4 – фольга, 5 – анод

Электроны, эмитируемые из разрядной области, фокусируются вблизи оси ячейки сетки, расширение пучка в конце ускоряющего промежутка зависит от распределения электрического поля в области ячейки сетки, начальной энергии электрона, а также от расположения маски относительно сетки. В случае, когда маска находится за сеткой (рис. 4.176), неоднородное электрическое поле, создаваемое ей, оказывает влияние на траектории элементарного пучка в ускоряющем промежутке. На рис. 4.17*в* показаны траектории ионов, фокусировка ионного пучка обусловлена неоднородным полем опорной решетки

На рис. 4.20 для сравнения показаны относительные распределения плотности эмитируемых электронов элементарного пучка (энергия плазменных электронов 10 эВ) и в конце ускоряющего промежутка; ускоряющее напряжение 200 кВ, диаметр отверстий на маске 5 мм, маска расположена на сетке (рис. 4.17a). Начальное распределение плотности электронов на отверстии маски имеет

максимум в центре ячейки. Количество электронов, попадающих на опорную решетку составляет 4,7 %.



Рис. 4.18. Силовые линии электрического поля и траекотрии электронов вблизи

сетки при $U_a = 200 \text{ кB}$



Рис. 4.19 Траектории краевых электронов



Рис. 4.20. Распределение относительной плотности элементарного электронного пучка на фольге (1) и сетке (2)

В электронном пучке, эмитируемом в ускоряющий промежуток, присутствуют быстрые электроны, которые не полностью потеряли энергию на

ионизацию газа в плазменном катоде (полом аноде). Представляет интерес посмотреть влияние углового разброса на траектории этих электронов и их потери на опорной решетке. На рис. 4.21 показаны зависимость потерь электронов на опорной решетке от угла вектора скорости α_e эмитируемых электронов и радиус электронного пучка на опорной решетке, распределение плотности электронов по радиусу отверстия равномерное. С увеличением энергии эмитируемых электронов потери их на опорной решетке увеличиваются. Уменьшение потерь с ростом угла вектора скорости электрона связано с влиянием неоднородного электрического поля на координату фокуса в ускоряющем промежутке.

Из рис. 4.21 следует, что неоднородное электрическое поле в ячейках сетки существенно влияет на траектории электронов в ускоряющем промежутке, а присутствие быстрых электронов в пучке эмитируемых электронов увеличивает потери тока пучка на опорной решетке.

С использованием расчетов (рис. 4.20-4.21) задавалось начальное распределение эмитируемого электронного пучка в расчетах по моделированию крупными частицами (рис. 4.12*в*).

Маска в эксперименте расположена на эмиссионной сетке, и расстояние между маской и сеткой может составлять от 0 до 1 мм [24]. Затекание разрядной плазмы под маску (рис. 4.22) из-за ее неправильного прилипания к сетке увеличивает площадь эмиссии элементарного пучка и соответственно потери тока электронного пучка на решетке. Чем больше расстояние между сеткой и маской, тем больше затекание плазмы под маску и радиус элементарного пучка на сетке. Численные оценки показали, если при расстоянии 1 мм между маской и сеткой радиус эмитируемого пучка увеличивается на один диаметр ячейки сетки (0,6 мм), то потери электронов пучка увеличиваются до 6,5 %. Считаем, что в реальном электронном пучке присутствуют быстрые электроны, то согласно рис. 4.21 общие потери на опорную решетку ~ 7 %.

В случае, когда маска находится за сеткой (рис. 4.176), затекание плазмы отсутствует и, соответственно, уменьшаются потери электронов на опорной решетке за счет краевых эффектов маски практически в 2 раза.



Рис. 4. 21. Потери (*a*) и радиус (б) элементарного пучка на решетке при эмиссии из разрядной области: $1 - \varepsilon_0 = 20$ эВ, 2 - 50 эВ, 3 - 70 эВ



Рис. 4.22. Затекание плазмы под маску; расстояние между сеткой и маской 1 мм

Коэффициент пропускания электронов через фольгу зависит ОТ ускоряющего напряжения и толщины фольги [96]. На рис. 4.23 показаны зависимости коэффициентов пропускания T_N и отражения g электронов от фольги от энергии электронов при разных толщинах фольги и при условии, что электроны поступают под прямым углом. Чем меньше энергия электронов и чем толще фольга, тем более она способна препятствовать электронам. При прохождении фольги, некоторые электроны теряют энергию на столкновения с металлическими молекулами и становятся их свободными электронами, что вызывает потери тока пучка на фольге и ее нагрев. Коэффициент отражения имеет немонотонные зависимости (рис. 4.23). При ускоряющем напряжении 200 кВ и толщине фольги 30 мкм потери электронного пучка в фольге составляют около 12 %, коэффициент отражения 3,8 %. В работе [94] показано, что с увеличением угла падения электронного пучка на фольгу, увеличивается коэффициент

отражения и уменьшается коэффициент пропускания, и как следствие, увеличиваются потери.

Считаем, что половина отраженных от выпускного окна электронов возвращается на фольговое окно и имеют энергию такую же, что и быстрые электроны пучка. В этом случае полные потери тока пучка при напряжении $U_a = 200 \text{ kB}$ и толщине алюминиевой фольги 30 мкм составят: $1 \% + (1 - 0.86 \times 0.93) \times 100 \% = 21 \%$.



Рис. 4.23. Зависимость относительных коэффициентов пропускания $T_N(1, 2, 3)$ и отражения g(4, 5, 6) электронов от энергии электронов; 1, 4 – толщина фольги 12,7 мкм; 2, 5 - 25, 4 мкм: 3, 6 - 50, 8 мкм.

В эксперименте [24] при использовании многоапертурной системы извлечения электронов из плазменного катода с юстировкой соосных отверстий в плоскопараллельных маске и опорной решетке выпускного фольгового окна, в атмосферу было выведено около 75 % от тока и более 60 % от мощности пучка в ускоряющем промежутке. Коэффициент вывода мощности пучка в атмосферу меньше коэффициента вывода тока пучка. Это может быть связано с тем, что электроны, прошедшие сквозь выпускное окно в атмосферу оставляют часть своей энергии в фольге за счет неупругих взаимодействий с атомами материала Кроме этого, проходя воздушный промежуток фольги. (порядка 2 см) электронный пучок теряет часть энергии, (единицы процентов) [97]. Это приводит к расширению энергетического спектра пучка, выведенного в атмосферу, что

также было подтверждено экспериментально [97].

4.3. Выводы по четвертой главе

Численным моделированием показано, что в плазменном катоде с сеточным эмиссионным электродом увеличение сопротивления в цепи анода R сопровождается ростом концентрации разрядной плазмы и потенциала плазмы относительно анода, которые выходят на насыщение (при R > 10 Ом), связанное с практически полным отражением плазменных электронов от анода.

Численно показано, что увеличение сопротивления в цепи полого анода до $R \ge 10$ Ом, а также площади маски $S_{маска}$, закрывающей эмиссионную сетку (до $S_{маска} \approx 0.5 S_{cemka}$), в многоапертурном плазменном катоде, позволяет повысить концентрацию разрядной плазмы на 36 %.

Проведено исследование потерь тока пучка в ускоряющем промежутке на основе аналитической модели, учитывающей ионно-электронную эмиссию с поверхности маски и сетки, отражение электронов от фольги, а также ионного тока за счет десорбции газа электронами с поверхности фольги. Потери за счет ионного тока в ускоряющем промежутке не превышают 1 % для параметров эксперимента.

Численное моделирование траекторий эмитируемых электронов в ускоряющем промежутке показало, что потери тока пучка на опорной решетке выходного окна существенно зависят от разброса по углу и скорости эмитируемых электронов, чему способствуют краевые эффекты на отверстиях маски и быстрые электроны, поступающие в ускоряющий промежуток.

Основные потери тока пучка в многоапертурном плазменном источнике происходят на выпускной фольге за счет отражения и поглощения электронов (более 12 %); на опорной решетке, обусловленные расширением поперечного сечения элементарных электронных пучков в ускоряющем промежутке и затеканием плазмы маски при неплотном ее прилегании к сетке (7 %); (при плотности тока 0,1 А/см² и при давлении газа 0,04 Ра, диаметры отверстий маски и решетки 8 и 15 мм, длина ускоряющего промежутка 12 см).

При точной юстировке отверстий в маске эмиссионной структуры и опорной решетке уменьшить потери тока пучка на опорной решетке выпускного фольгового окна можно за счет снижения краевых эффектов отверстий маски.

1. Получено условие горения тлеющего разряда в полом катоде большой площади в несамостоятельном режиме горения. Теоретически с применением численного моделирования показано, что в полом катоде управление основными характеристиками тлеющего разряда (напряжением горения разряда, его током и концентрацией плазмы) при изменении соотношений площадей анода, катода и деталей, находящихся потенциалом осуществляется под катода, током дополнительной инжекции электронов в катодную полость. В несамостоятельном режиме горения тлеющего разряда при удержании плотности ионного тока напряжение горения снижается с 980÷600 В до 385÷290 В в аргоновой плазме $(\delta = 0.07)$ и с 770÷650 В до 515÷370 В в азотной плазме ($\delta = 0.11$) при и давлении $p = 0.35 \div 1$ Па, обеспечивая плотности генерируемой плазмы 3×10^{11} см⁻³ (азот) и 6 × 10¹¹ см⁻³(аргон). Численным моделированием показано, что активный экран, окружающий детали, обеспечивая дополнительный нагрев деталей, уменьшает время нагрева деталей до 1 часа.

2. Теоретически показано, что в электронном источнике с сеточным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления взаимосвязь процессов генерации пучковой плазмы в плазменном аноде, созданным электронным пучком, и разрядной плазмы в плазменном катоде, определяется влиянием потока ионов из плазменного анода и ускоряющим напряжением. В режиме эмиссии электронов происходит смена полярности напряжения между катодом и эмиссионным электродом, что связано с влиянием ускоряющего напряжения на потенциал плазмы (относительно эмиссионного электрода) и его сильной зависимостью от давления газа.

3. Теоретически показано, что в электронном источнике амплитуда и форма импульса тока пучка определяются импульсом тока разряда, а также процессами в плазменном аноде. Эти процессы связаны с объемной ионизацией газа электронами пучка и плазмы, а также с ионно-электронной эмиссией на

поверхности эмиссионного электрода и границы разрядной плазмы, ответственной за усиление тока эмиссии в ускоряющем промежутке.

4. Теоретически показано, что в электронных источниках с плазменным катодом на основе дугового разряда с сеточной стабилизацией эмиссионной границы плазмы в режиме усиления тока эмиссии определяющим фактором пробоя ускоряющего промежутка является превышение потенциала плазмы выше критического, при котором происходит пробой слоя плазма – сеточный электрод. В диапазоне рабочих давлений газа (аргон) (0,035÷0,1 Па) в электронных источниках с плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления максимальное значение потенциала плазмы, при котором отсутствует пробой ускоряющего промежутка, соответствует 270÷170 В.

5. Численно получено, что в многоапертурном плазменном эмиттере при увеличении сопротивления в цепи анода (до 10 Ом) и относительной площади маски (до 50 % площади эмиссионной сетки), уменьшающей геометрическую прозрачность эмиссионной поверхности, увеличивается концентрация разрядной плазмы (более 30 %) за счет дополнительной ионизации газа отраженными электронами от стенок разрядной полости области.

6. Теоретически с применением численного моделирования показано, что основные потери тока пучка в многоапертурном электронном источнике с плазменным катодом происходят на выпускной фольге за счет отражения и поглощения электронов (более 12 %); потери на опорной решетке, обусловлены расширением поперечного сечения элементарных электронных пучков в ускоряющем промежутке и затеканием плазмы маски при неплотном ее прилегании к сетке (7 %); потери счет ионного тока менее 1 % (при плотности тока 0,1 A/cм² и при давлении газа 0,04 Ра, диаметры отверстий маски и решетки 8 и 15 мм, длина ускоряющего промежутка 12 см). При точной юстировке отверстий в маске эмиссионной структуры и опорной решетке уменьшить потери тока пучка на опорной решетке выпускного фольгового окна можно за счет снижения краевых эффектов отверстий маски.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 Коваль, Н. Н. Плазменный источник электронов «СОЛО» / Н. Н. Коваль, В. Н. Девятков, С. В. Григорьев, Н. С. Сочугов // Плазменная эмиссионная электроника : Труды II Международного Крейнделевского семинара, Улан-Удэ, 17-24 июня 2006 г. - Улан-Удэ : Изд-во БНЦ СО РАН, 2006. - С. 65-71.

 Koval, N. N. Effect of Intensified Emission During the Generation of a Submillisecond Low-Energy 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. – P. 1890-1896.

3 Grigoriev, S. V. The automated installation for surface modification of metal and ceramic-metal materials and products by intensive pulse submillisecond electron beam / S. V. Grigoriev, V. N. Devjatkov, N. N. Koval, and A. D. Teresov // Proc. 9th Intern. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk, 2008. – P. 19.

4 Григорьев, С. В. Исследование влияния ионно-электронной эмиссии на характеристики электронного источника с плазменным катодом / С. В. Григорьев, В. Н. Девятков, Н. Н. Коваль, А. Д. Тересов // Плазменная эмиссионная электроника : Труды III Международного Крейнделевского семинара, Улан-Удэ, 23-30 июня 2009 г. - Улан-Удэ : Изд-во БНЦ СО РАН, 2009. - С. 37-44.

5 Григорьев, С. В. Транспортировка субмиллисекундного электронного пучка, генерируемого в диоде с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы / С. В. Григорьев, В. Н. Девятков, Н. Н. Коваль, П. В. Москвин, А. Д. Тересов / Плазменная эмиссионная электроника : Труды III Международного Крейнделевского семинара, Улан-Удэ, 23-30 июня 2009 г. - Улан-Удэ : Изд-во БНЦ СО РАН, 2009. - С. 145-150.

6 Григорьев, С. В. Эффект усиления эмиссии при генерации низкоэнергетического сибмиллисекундного электронного пучка в диоде с сеточным плазменным катодом / С. В. Григорьев, В. Н. Девятков, Н. Н. Коваль, А. Д. Тересов // Письма ЖТФ. – 2010, – Т. 36. – В. 4. – С. 23-31.

7 Григорьев, С. В. Исследование генерации и транспортировки субмиллисекундного электронного пучка, формируемого в диоде с плазменным катодом с сеточной стабилизацией плазменной границы и плазменным анодом с открытой подвижной границей / С. В. Григорьев, В. Т Астрелин, И. В. Кандауров, Н. Н. Коваль, П. В. Москвин; А. Д. Тересов // Плазменная эмиссионная электроника : Труды IV Международного Крейнделевского семинара, Улан-Удэ, 25-30 июня 2012 г. - Улан-Удэ : Изд-во БНЦ СО РАН, 2012. - С. 81-87.

8 Григорьев, С. В. Плазменный эмиттер для субмиллисекундного электронного пучка на основе несимметричного отражательного разряда / С. В. Григорьев, П. В. Москвин, А. Д. Тересов // Плазменная эмиссионная электроника : Труды IV Международного Крейнделевского семинара, Улан-Удэ, 25-30 июня 2012 г. - Улан-Удэ : Изд-во БНЦ СО РАН, 2012. - С. 112-117.

9 Григорьев, С. В. Плазменный эмиттер на основе дугового разряда низкого давления на уровне тока 500А для низкоэнергетического субмиллисекундного электронного пучка / С. В. Григорьев, П. В. Москвин // Труды V Международного крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника», – Улан-Удэ: БНЦ СО РАН. – 2015. – 3-7 августа. – С. 131-138.

10 Teresov, A. D. Investigation of characteristics of sub-millisecond electron source with the plasma cathode and the opened boundary of anode plasma / A. D. Teresov, V. T. Astrelin, V. N. Devjatkov, N. V. Gavrilov, S. V. Grigoriev, I. V. Kandaurov, and N. N. Koval // Proceedings of 10th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk, 2010. – 19-24 Sep. – P. 92-95.

11 Devyatkov, V. N. Generation of high-current low-energy electron beams in systems with plasma emitters / V. N. Devyatkov, N. N. Koval, P. M. Schanin // Russian Physics Journal. $-2001. - V. 44. - N_{\odot}. 9. - P. 937-946.$

12 Devyatkov, V. N. Effect of electron extraction from a grid plasma cathode on the generation of emission plasma [Electronic resource] / V. N. Devyatkov, N. N. Koval // Journal of Physics: Conference Series 552, 2014. – 012014. – doi:10. 1088/1742-6596/552/1/012014. – Open access: http://iopscience.iop.org/article/10.1088/17426596/552/1/012014/meta.

13 Devyatkov, V. N. Modernization of cathode assemblies of electron sources based on low pressure arc discharge [Electronic resource] / V. N. Devyatkov, M. S. Vorobyov, N. N. Koval, V. V. Shugurov. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2015. – V.652. – 012066. Open access: http://iopscience.iop.org/1742-6596/652/1/012066 (Retrieved time: 10.08.2016).

14 Воробьев, М. С. Источник электронов с многодуговым плазменным эмиттером для получения мегаваттных пучков субмиллисекундной длительности / М. С. Воробьёв, С. А. Гамермайстер, В. Н. Девятков, Н. Н. Коваль, С. А. Сулакшин, П. М. Щанин // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40. – В. 12. – С. 24-30.

15 Воробьев, М. С. Формирование и транспортировка интенсивного субмиллисекундного электронного пучка в продольном магнитном поле / М. С. Воробьев, В. Н. Девятков, Н. Н. Коваль, С. А. Сулакшин // Труды V Международного крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника», – Улан-Удэ: БНЦ СО РАН. – 2015. – 3–7 августа. – С. 163-170.

16 Воробьёв, М. С. Источник электронов с сетчатым плазменным эмиттером для генерации интенсивного пучка субмиллисекундной длительности / М. С. Воробьёв, В. Н. Девятков, Н. Н. Коваль, С. А. Сулакшин, П. М. Щанин // Изв. ВУЗов. Физика, 2014. – Т.57. – №11/3. – С. 204–209.

17 Воробьев, М. С. Мультидуговой плазменный эмиттер для генерации субмиллисекундного электронного пучка с энергией до 100 кэв и током до 1 ка / М. С. Воробьев, С. В. Григорьев, П. В. Москвин, С. А. Сулакшин // Изв. ВУЗов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 11/3. – С. 199-203.

18 Lopatin, I. V. Generation of plasma in non-self-sustained glow discharge with hollow cathode modification of materials with particle beams and plasma flows / I. V. Lopatin, Yu. Kh. Akhmadeev, N. N. Koval, P. M. Schanin, V. V. Yakovlev // Proceedings of 10th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk, 2010. – 19-24 Sep. – P. 35-38.

19 Lopatin, I. V. Self-sustained low pressure glow discharge with a hollow cathode at currents of tens of amperes / I. V. Lopatin, P. M. Schanin, Y. H. Akhmadeev,

S. S. Kovalsky, N. N. Koval // Plasma Phys. Rep. – 2012. – V. 38. – Iss. 7. – P. 583-589.

20 Лопатин, И. В. Генерация объемной плазмы в разрядах низкого давления с полым катодом для азотирования поверхности металлов : дис. ... канд. тех. наук : 05.27.02 / Лопатин Илья Викторович. – Томск, 2013. – 161 с.

21 Akhmadeev, Yu. H. Influence of plasma-forming gas composition on nitriding in non-selfsustained glow discharge with large hollow cathode / Yu. H. Akhmadeev, I. V. Lopatin, N. N. Koval, P. M. Schanin, Yu. R. Kolobov, D. S. Vershinin, M. Yu. Smolyakova // Proceedings of 10th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk. – Tomsk, 2010. – 19-24 Sep. – P. 228-231.

22 Ахмадеев, Ю. Х. Несамостоятельный тлеющий разряд с полым катодом для азотирования титана / Ахмадеев Юрий Халяфович. – Томск, 2007. – 116 с.

23 Vorobyov, M. S. An electron source with a multiaperture plasma emitter and beam extraction into the atmosphere / M. S. Vorobyov, N. N. Koval, S. A. Sulakshin // Instruments and Experimental Techniques. -2015. -V. 58. -Iss. 5. -C. 687-695.

24 Воробьёв М. С. Источник электронов с многоапертурным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления с эффективным выводом пучка большого сечения в атмосферу : дис.... канд. тех. наук : 05.27.02 / Воробьёв Максим Сергеевич. – Томск, 2015. – 197 с.

25 Vorob'ev, M. S. Radiation processing of natural latex using a wide-aperture electron accelerator with a plasma emitter / M. S. Vorob'ev, V. V. Denisov, N. N. Koval', V. V. Shugurov, V. V. Yakovlev, K. Uemurab, P. Raharjo // High Energy Chemistry. – 2015. – V. 49. – No. 3. – P. 143-145.

26 M.S. Vorobyov, M. S. Investigation of the stability of the electron source with a multi-aperture plasma emitter generating a large cross-section electron beam [Electronic resource] / M. S. Vorobyov, N. N. Koval, S. A. Sulakshin, V. V. Shugurov // J. Phys.: Conf. Ser. – 2015. – V.652. – 012048. Open access: http://iopscience.iop.org/1742-6596/652/1/012048 (Retrieved time: 10.08.2016).

27 Воробьёв, М. С. Ускоритель электронов с многоапертурным

плазменным эмиттером / М. С. Воробьёв, Н. Н. Коваль, С. А. Сулакшин, В. В. Шугуров // Изв. ВУЗов. Физика. – 2014. – Т. 57. – №11/3.– С. 194–199.

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

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

30 Kozyrev, A. V. Reconstruction of electron beam energy spectra for vacuum and gas diodes / A. V. Kozyrev, V. Yu. Kozhevnikov, M. S. Vorobyov, E. Kh. Baksht, A. G. Burachenko, N. N. Koval, V. F. Tarasenko // Laser and Particle Beams. – 2015. – V. 33. – Iss. 2. – P. 183-192.

31 Крейндель, Ю. Е. Плазменные источники электронов / Ю. Е. Крейндель.
 – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.

32 Окс, Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е. М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.

33 Метель, А. С. Физические основы генерации концентрированных потоков энергии: учебное пособие / А. С. Метель, С. Н. Григорьев, Ю. А. Мельник. – М.: ГОУ ВПО МГТУ "Станкин", 2009. – 212 с.

34 Метель, А. С. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов. Физика-Техника-Применение / А. С. Метель, С. Н. Григорьев. – М: ИЦ ГОУ МГТУ "Станкин". 2005. – 294 с.

35 Метель А. С. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов для генерации плазмы и пучков ускоренных частиц : дис. ... д-ра физ.мат. наук : 01.04.08 / Метель Александр Сергеевич. – М. : РГБ, 2006. – 266 с.

36 Метель, А. С. Заполнение рабочей камеры технологической установки

однородной плазмой с помощью стационарного тлеющего разряда / А.С. Метель, С. Н. Григорьев, Ю. А. Мельник, В. В. Панин // Физика плазмы. – 2009. – Т.35. – № 12. – С. 1140-1149.

37 Метель, А. С. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов в камере, облучаемой быстрыми электронами / А. С. Метель // Физика плазмы. – 2011. – Т 37. – № 7. – С. 674-683.

38 Жаринов, А. В. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией / А. В. Жаринов, Ю. А. Коваленко, И. С. Роганов, П. М. Тюрюканов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56. – В. 1 – С. 66-71.

39 Коваль, Н. Н. Эмиссионная электроника / Н. Н. Коваль, Е. М. Окс, Ю. С. Протасов, Н. Н. Семашко. – М. : Изд-во МГТУ им. Баумана Н.Э., 2009. – 596 с.

40 Коваль, Н. Н. Генерирование импульсных электронных пучков с равномерным распределением высокой плотности тока в системах с плазменным сетчатым эмиттером / Н. Н. Коваль, Б. Е. Крейндель, П. М. Щанин // ЖТФ. – 1983. – Т. 53. – В. 9. – С. 1846.

41 Бугаев, С. П. Электронные пучки большого сечения / С. П. Бугаев, Ю. Е. Крейндель, П. М. Щанин. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.

42 Жаринов, А. В. Роль быстрых электронов в разряде с полым катодом / А.
В. Жаринов, Коваленко Ю. А. // Известия вузов. Физика. – 2001. – Т. 44 – № 9. – С. 44-47.

43 Никулин, С. П. Влияние эмиссии заряженных частиц на характеристики тлеющих разрядов с осциллирующими электронами / С. П. Никулин // Известия вузов. Физика. – 2001. – Т. 44 – № 9. – С. 63-68.

44 Korolev, Yu. D. High-current stages in a low-pressure glow discharge with hollow cathode / Yu. D. Korolev, Yu. D. O. B. Frants, N. V. Landl, I. A. Shemyakin, V. G. Geyman // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2013. – V. 41. – Iss. 8. – P. 2087-2096.

45 Коваль, Т. В. Исследование генерации плазмы и токопрохождения интенсивного низкоэнергетического электронного пучка / Т. В. Коваль, Ле Ху Зунг // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 3-2. – С. 118-121.

46 Ле Ху Зунг. Численное моделирование формирования и

транспортировки интенсивных низкоэнергетических электронных пучков в плазменном канале : дис. ... канд. тех. наук : 01.04.20 / Ле Ху Зунг. – Томск, 2013. – 132с.

47 Григорьев, В. П. Модель образования плазменного канала низкоэнергетическим пучком в аргоне низкого давления / В. П. Григорьев, И. Л. Звигинцев // Известия томского политехнического университета. – 2011. – Т. 319. – № 2. – С. 88-93.

48 Koval, T. V. Research on modes of plasma generation in low-pressure discharge for thermal radiation processes [Electronic resource] / T. V. Koval, I. V. Lopatin, Nguyen Nguyen Bao Hung // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2015. – V. 81. – 012056. Open access: http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1757-899X/81/1/012056/meta.

49 Груздев, В. А. Режимы электронов в плазменных источниках двух типов / В.А. Груздев, В.Г. Залесский // Плазменная эмиссионная электроника : III Междунар. Крейнделевский семинар, Улан-Уде, 23-30 июня 2009 г. / БНЦ СО РАН. – Улан-Уде, 2009. – С. 22-29.

50 Berezin, A. V. Numerical modelling of plasma generation in a hollow cathode triggered discharge / A. V. Berezin, A. S.Vorontsov, M. B. Markov, S. V. Parotkin, S. V. Zakharov // Mathematica montisnigri, 2012. – V. 25. – P. 51-64.

51 Hagelaar, G. J. M. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models / G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford // Plasma Sources Sci. Technol. – 2005. – V. 14. – P. 722-733.

52 Kozyrev, A. V. Theoretical simulation of a gas breakdown initiated by external plasma source in the gap with combined metal-dielectric electrodes / A. V. Kozyrev, V. Yu. Kozhevnikov // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2015. – V. $43. - N_{\odot}$. 8. – P. 2294-2298.

53 BOLSIG+ Electron Boltzmann equation solver [Electron source]. – Open access: http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/ (Retrieved time: 05.05.2016)

54 Райзер, Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. – М.: Наука, 1992. – 536 с.

55 Moravej, M. Properties of an atmospheric pressure radio-frequency argon and nitrogen plasma / M. Moravej, X. Yang, M. Barankin, J. Penelon, S.E. Babayan and R.F. Hicks // Plasma Sources Sci. Technol. – 2006. –V. 15. – P. 204-210.

56 Tarakanov, V. P. User's manual for code KARAT. – Springfield, VA: Berkley Research, 1992.

57 Plasma Data Exchange Project [Electron source]. – Open access: http://fr.lxcat.net/home/ (Retrieved time: 05.05.2016)

58 Zagonel, L. F. Influence of the process temperature on the steel microstructure and hardening in pulsed plasma nitriding / L. F. Zagonel, C. A. Figueroa, Jr. R Droppa, F. Alvarez // Surf. Coat. Tech. – 2006. – V. 201. – Iss. 1-2. – P. 452-457.

59 Берлин Е. В. Плазменная химико-термическая обработка поверхности стальных деталей / Е. В. Берлин, Н. Н. Коваль, Л. А. Сейдман. – М : Техносфера, 2012. – 462 с.

60 Koval, T. V. Low pressure discharge characteristics in a large sized hollow cathode / T. V. Koval, I. V. Lopatin, Nguyen Bao Hung, A. S. Ogorodnikov // Radiation and Nuclear Techniques in Material Science – Advanced Materials Research. – 2015. – V. 1084. – P. 196-199.

61 Korolev, Yu. D. Discharge formation processes and glow-to-arc transition in pseudospark switch / Yu. D. Korolev, K. Frank // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – V. 27 – Iss. 5. – P. 1525-1538.

62 Коваль, Т. В. Характеристики разряда низкого давления в полом катоде большого размера / Т. В. Коваль, И. В. Лопатин, Нгуен Бао Хынг, // Огородников Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 12-2. – С. 211-215.

63 Koval, T. V. Plasma generation in the discharge with a large volume hollow cathode / T. V. Koval, I. V. Lopatin, Nguyen Bao Khyng // Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-8): Contributed papers VIII International Conference. – Minsk, Belarus, September 14 - 18, 2015. – Minsk: Kovcheg, 2015. – Vol. I. – P. 35-38.

64 Коваль, Т. В. Моделирование газового разряда в полом катоде / Т. В. Коваль, Нгуен Бао Хынг, А. С. Огородников // Физика низкотемпературной плазмы : сборник материалов Всероссийской (с международным участием)

конференции. – Казань, 20-23 мая 2014. – Казань: Изд-во КНИТУ, 2014. – Т. 1 – С. 313-316

65 Nguyen Bao Hung. Mathematical modeling of discharge plasma generation and diffusion saturation of metals and alloys [Electronic resource] / Nguyen Bao Hung, T. V. Koval, Tran My Kim An // Atlantis Press: Advances in Computer Science Research, Information technologies in science, management, social sphere and medicine, 2016. – doi:10.2991/itsmssm-16.2016.93. Open access: http://www.atlantispress.com/php/download_paper.php?id=25856140.

66 Коваль, Т. В. Исследование генерации низкотемпературной плазмы в тлеющем разряде с полым катодом большой площади / Т. В. Коваль, И. В. Лопатин, А. С. Огородников, Б. Х. Нгуен // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – №. 3/2. – С. 122-125.

67 Hosseini, S. R. Calculation and experimentation of the compound layer thickness in gas and plasma nitriding of iron / S. R. Hosseini, F. Ashrafizadeh, A. Kermanpur // Iranian Journal of Science & Technology, Transaction B: Engineering. 2010. – V. 34. – Iss. 5. – P. 553-566.

68 Galdikas, A. Modeling of stress induced nitrogen diffusion in nitrided stainless steel / A. Galdikas, T. Moskalioviene // Surf. Coat. Tech. – 2011. – V. 205. – P. 3742-3746.

69 Panajoti, T. A. Creation of gaseous medium with ultimate saturating power under ion nitriding of the alloys / T. A. Panajoti // Fiz. Khim. Obr. Mater. -2003. - V. 4. - P. 70-78.

70 Schanin, P. M. Structural steels nitriding in low-pressure gas discharge / P. M. Schanin, Koval N. N., Goncharenko I. M., Grigoriev S. V. // Fiz. Khim. Obr. Mater. – 2001. – V. 3. – P. 16-19.

71 Mufu Yan. Mathematical models and computer simulation of nitrogen concentration profiles in pulse plasma nitride layers / Mufu Yan, Qingchang Meng, Jihong Yan // J. Mater. Sci. Technol. – 2003. – V. 19. – Suppl. 1. – P. 164-166.

72 Leon Cazares, F. Modeling surface processes and kinetics of compound layer formation during plasma nitriding of pure iron / F. Leon Cazares, A. Jimenez Ceniceros,

J. Oseguera Pena, F. Castillo Aranguren // Revista Mexicana de F.1sica. – 2014. – V. 60. – P. 257-268.

73 Bernal, J. A diffusion model for coefficientidentification during growth of nitrides / J. Bernal, A. Medina, L. Bejar, S. Rangel, A. Juanico // International Journal of Mathematical Models and Methods in Applied Sciences. – 2011. – Jan. – V. 5 – Issue 2. – P. 395–403.

74 Dimitrov, V. I. Modeling of nitride layer formation during plasma nitriding of iron / V.I.Dimitrov, J. D. Haen, G. Knuyt, C. Quaeyhaegens, L.M. Stals // Computation Materials Science. – 1999. – V. 15. – P. 22-34.

75 Лейви, А. Я. Диффузионный массоперенос при плазменной обработке металлов / А. Я. Лейви, К. А. Талала, А. П. Яловец // Взаимодействие излучений с твердым телом (ВИТТ-2015) : материалы 11-ой Международной конференции. – Минск, Беларусь, 23-25 сентября 2015г. – Минск: Изд-во БГУ, 2015. – С. 65-66.

76 Садлий, Т. П. Кинетика тепловых и диффузионных процессов при растворении газов H2, N2 в дисперсном титане / Т. П. Садлий, Л. Г. Милова, Т. А. Баранова, Ю. И. Жуков, С. В. Курятников // Физика аэродисперсных систем. – 2004. – В. 41.– С. 124-129.

77 Гаврилов, Высокоэффективная эмиссия плазменного катода с сеточной стабилизацией / Н. В. Гаврилов, Д. Р. Емлин, А. С. Каменецких // ЖТФ. – 2008. – Т. 78. – В. 10. – С. 59-64.

78 Гаврилов, Н. В. Автоколебательный режим генерации электронного пучка в источнике с сетчатым плазменным эмиттером / Н. В. Гаврилов, А. С. Каменецких // ЖТФ. – 2013. – Т. 83. – В. 10. – С. 32-37.

79 Koval, T. V. Enhancement of emission currents in plasma electron sources
based on a low-pressure arc discharge [Electronic resource] / T. V. Koval, V. N.
Devyatkov, Nguyen B. -. // Journal of Physics: Conference Series 652, 2015. – 012061.
doi:10.1088/1742-6596/652/1/012061. Open access:
http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/652/1/012061/pdf.

80 Koval, T. V. Plasma-cathode electron source based on a low-pressure arc discharge in the mode of the emission current enhancement/ T. V. Koval, Vladimir N.

Devyatkov, Bao Hung Nguyen and Vladimir V. Uglov // High Temperature Material Processes: An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes. – 2015. – Vol. 19.Iss. 1. – P. 19-27.

81 Koval, T. V. Electron source based on a low-pressure arc discharge in the regime of the emission current increasing / T. V. Koval, V. N. Devyatkov, Nguyen Bao Khyng // Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-8): Contributed papers VIII International Conference. – Minsk, Belarus, September 14 - 18, 2015. – Minsk: Kovcheg,2015. – Vol. I. – P. 246-249.

82 Воробьев, М. С. Источник электронов с многодуговым плазменным катодом для модификации поверхности материалов и изделий / М. С. Воробьев, В. Н. Девятков, Н. Н. Коваль, Т. В. Коваль, Нгуен Вао Хынг, С. А. Сулакшин // Взаимодействие излучений с твердым телом (ВИТТ-2015): материалы 11-ой Международной конференции. – Минск, Беларусь, 23-25 сентября 2015г. – Минск: Изд-во БГУ, 2015. – С. 390-391.

83 Нгуен Бао Хынг. Исследование потенциала сеточного электрода в электродной системе электронного источника с плазменным катодом / Нгуен Бао Хынг, Т. В. Коваль, В. Н. Девятков // Плазменная эмиссионная электроника: труды V Международного Крейнделевского семинара. – Улан-Удэ, 3-7 Августа 2015. – Улан-Удэ: БНЦ СО РАН, 2015 – С. 30-36.

84 Бурачевский, Ю. А. О предельном рабочем давлении плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом / Ю. А. Бурачевский, В. А. Бурдовицин, А. В. Мытников, Е. М. Окс // ЖТФ, –2001. – Т.71. – В.2. – С.48-50.

85 Бурдовицин В. А., Об электрической прочности ускоряющего промежутка плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений / В. Л. Бурдовицин, М. Н. Куземченко, Е. М. Окс. // ЖТФ. – 2002. – Т.72. В. 7 – С. 134-136.

86 Григорьев, В. П., Формирование и транспортировка низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в плазмонаполненном диоде во внешнем магнитном поле / В. П. Григорьев, Т.В. Коваль, Б. Е. Озур // ЖТФ, – 2010. – В. 1. – Т. 80. – С. 103-109.

87 Абдуллин, Э. Н. Взрывоэмиссионные источники широкоапертурных электронных пучков микросекундной длительности : автореф. д-ра физ.-мат. наук : 05.27.02 / Абдуллин Эдуард Нуруллович. – Томск, 2007. – 38с.

88 Салимов, Р. А. Мощные ускорители электронов для промышленного применения / Р.А. Салимов. – Успехи физических наук, 2000. – Т.170. – №2. – С. 197–201.

89 Устройство для электронной стерилизации: патент 2093188. Рос. Федерация. 95101984/13; заявл. 09.02.1995; опубл. 20.10.1997, Бюл. N 6. – 2 с.

90 Нгуен Бао Хынг. Формирование и транспортировка пучков большого поперечного сечения в газе низкого давления / Нгуен Бао Хынг, Т. В. Коваль, М. С. Воробьев, Н. Н. Коваль // Известия вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 9-2. – С. 213-217.

91 Нгуен Бао Хынг. Исследование основных механизмов энергетических потерь в источнике электронов с плазменным эмиттером и выводом пучка большого сечения в атмосферу / Нгуен Бао Хынг, Т. В. Коваль, М. С. Воробьев // Плазменная эмиссионная электроника: труды V Международного Крейнделевского семинара. – Улан-Удэ, 3-7 Августа 2015. – Улан-Удэ: БНЦ СО РАН, 2015 – С. 45-50.

92 Koval, T. V. Wide-aperture electron source with a plasma grid emitter / T. V. Koval, M. S. Vorobjev, Nguyen Bao Khyng // High Temperature Material Processes: An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes. – 2015. – Vol. 19. Iss. 1. – P. 77-84.

93 Koval, T. V. Application of the plasma grid emitter in the large aperture electron source / T. V. Koval, M. S. Vorobjev, Nguyen Bao Khyng // Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-8): Contributed papers VIII International Conference. – Minsk, Belarus, September 14 - 18, 2015. – Minsk:Kovcheg, 2015. – Vol. I. – P. 250-253.

94 Григорьев, И. С. Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е.В. Мейлихова – М. : Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

95 Абдуллин, Э.Н. Формирование сильноточных электронных пучков

большой апертуры / Э. Н. Абдуллин, И. Н. Коновалов, В. Ф. Лосев, В. Ф. Тарасенко, С. М. Чесноков // ЖТФ, 1982. – Т.52. – В.5. – С. 929–934.

96 Seltser, S. M. Transmission and Reflection of Electrons by Foils / S. M. Seltser, Berger M. J. // Nucl. Instrum. and Methods. – 1974. – V. 119. – P. 157-179,

97 Григорьев, Ю. В. Измерение тока электронов с энергией 60-130 кэВ в воздухе / Ю. В. Григорьев, А. В. Степанов // ПТЭ. – 1982. – № 5. – С. 124-125.