

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

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск – 2016

Работа выполнена на кафедре прикладной математики Института кибернетики федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» (ФГАОУ ВО НИ ТПУ)

- Научный руководитель: **Коваль Тамара Васильевна**
доктор физико-математических наук, с.н.с.
- Официальные оппоненты: **Козырев Андрей Владимирович**,
доктор физико-математических наук, профессор
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»,
заведующий кафедрой физики плазмы
Каменецких Александр Сергеевич,
кандидат физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук,
научный сотрудник лаборатории пучков частиц
- Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники»

Защита диссертации состоится «22» декабря 2016 года в 15 часов на заседании диссертационного совета Д 212.269.05 при ФГАОУ ВО НИ ТПУ по адресу: 634050, г. Томск, пр. Ленина 2а, ауд. 326.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке ФГАОУ ВО НИ ТПУ по адресу: г. Томск, ул. Белинского, 53 и на сайте: <http://portal.tpu.ru/council/912/worklist>.

Автореферат разослан « » октября 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук, доцент:  Кожевников А.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

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 [1-4].

Эффективная ионная очистка и азотирование поверхности деталей осуществляется в газоразрядной системе на основе несамостоятельного тлеющего разряда с полым катодом большой площади [5-6]. В этой системе напряжение горения разряда на уровне сотен вольт, внешняя инжекция электронов обеспечивает возможность регулировки тока разряда и напряжения его горения независимо от рода используемого газа и его давления. Важным требованием при эффективной плазменной обработке деталей, расположенных в полем катоде, является управление характеристиками несамостоятельного газового разряда низкого давления.

Электронные источники [7-9] с плазменным катодом на основе дугового разряда с сеточной стабилизацией плазменной границы, 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/см^2 за один импульс и плотности тока $(1 \div 10) \text{ А/см}^2$. Характерной особенностью электронного источника является 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. Это может приводить к нарушению работы плазменного катода в связи с неконтролируемым изменением параметров генерируемого им электронного пучка и, как следствие, пробоем ускоряющего промежутка [7-9]. Поэтому теоретическое исследование потенциала плазмы и условий 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 научных и технологических целях. Источник электронов с сеточным многоапертурным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления [10], обеспечивает генерацию электронного пучка с площадью поперечного сечения $(75 \times 15) \text{ см}^2$, энергией $(100 \div 200) \text{ кэВ}$, амплитудой тока пучка, выведенного в атмосферу, $(2 \div 30) \text{ А}$. 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, обуславливающие 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:

1. Построение математической модели и численное исследование несамостоятельного тлеющего разряда низкого давления в полой катоде большой площади.

2. Теоретическое исследование влияния эмиссии электронов на потенциал плазмы относительно эмиссионного сеточного электрода в электронном источнике с плазменным катодом.

3. Определение механизма пробоя ускоряющего промежутка в электронном источнике на основе дугового разряда с сеточным плазменным катодом в режиме усиления тока эмиссии.

4. 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 полой 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 плазменным катодом потенциал плазмы относительно эмиссионного электрода имеет сильную зависимость от давления газа и в режиме усиления тока эмиссии превышает напряжение горения дугового разряда. 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) $0,035 \div 0,1$ Па составляет $\sim 270 \div 170$ 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 $R \geq 10$ 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 полем катоде;
- оптимизации рабочих параметров и режимов работы электронных источников с плазменным катодом с сеточной стабилизацией границы плазмы;
- оптимизации широкоапертурных электронных источников с плазменным катодом и уменьшения энергетических потерь выводимого в атмосферу электронного пучка.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Теоретически с применением численного моделирования показано, что управление характеристиками несамостоятельного тлеющего разряда в полем 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 источнике концентрация разрядной плазмы зависит от сопротивления в цепи анода и площади маски, расположенной на эмиссионной сетке; потери тока пучка на опорной решетке связаны с расширением элементарных пучков в ускоряющем промежутке, обусловленным неоднородностью электрического поля в ячейках эмиссионной сетки.

Личный вклад автора

Проведение аналитических и численных расчетов, сравнительного анализа экспериментальных и теоретических результатов, формулирования научной новизны, защищаемых положений и выводов.

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», Томск 2012 г. (2014, 2015); I (II, III) Международная конференция «Информационные технологии в науке, управлении, социальной сфере и медицине», Томск 2014 г. (2015, 2016); X (XI, XII) Всероссийская научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Технологии Microsoft в теории и практике программирования», Томск 2013 г. (2014, 2015); VIII International Conference «Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-8)», Minsk 2015; 11-ая Международная конференция «Взаимодействие излучений с твердым телом (ВИТТ-2015)», Минск 2015 г.; VI (VII) Всероссийская научно-практическая конференция «Научная инициатива иностранных студентов и аспирантов российских вузов», Томск 2013 г. (2014); V Международный Крейнделевский семинар «Плазменная эмиссионная электроника», Республика Бурятия, 2015; Всероссийская (с международным участием) конференция "Физика низкотемпературной плазмы", Казань 2014 г.; XX Всероссийская научно-техническая конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Научная сессия ТУСУР 2015», Томск 2015 г.; XI (XII) Международной конференции «Газоразрядная плазма и ее применения», Томск 2013 г. (2014); International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2014), Томск 2014 г.

Публикации

Материалы диссертации опубликованы в 29 работах, из которых 3 статьи в журналах, входящих в перечень ВАК РФ, 2 статьи в иностранном периодическом журнале.

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 ДИССЕРТАЦИИ

Во введении показана актуальность исследований, сформулированы цели и задачи работы, представлена научная новизна и практическая ценность результатов, приведены основные защищаемые научные положения и сведения о публикациях по теме диссертации.

В первой главе приведены экспериментальные схемы генераторов плазмы на основе тлеющего разряда, электронных источников с плазменным катодом на основе дугового разряда с сеточной стабилизацией эмиссионной границы плазмы [5-10] и физические модели генерации плазмы при условии квазинейтральности частиц [3, 11-13].

Аналитическая модель газового разряда включает уравнения непрерывности токов (1), баланса энергии (2) и заряженных частиц ($n_i = n_e$) (3):

$$I_d = I_{eb} + I_{e\sigma} + I_{ic} + I_e + I_{em}, \quad (1)$$

$$\Delta W_d = W_i + W_e, \quad (2)$$

$$\frac{n_i}{T_i} = n_g (K_b n_b + K_\sigma n_\sigma + K_e n_e). \quad (3)$$

Здесь I_d – ток разряда (катода), $I_{eb,e\sigma}$ – токи быстрых и вторичных электронов, I_{ic} – ток ионов на стенки разрядной полости, I_e – ток плазменных электронов, I_{em} – ток эмиссии; $\Delta W_d = (1 - \eta)W_d$, $W_d = U_d I_{eb} + U_d I_{e\sigma}$, eU_d и eU_σ – энергия быстрых и вторичных электронов, η – доля электронов не участвующих в ионизации, W_i – затраты энергия, W_e – потери энергии за счет выхода электронов из плазменного столба, e – заряда электронов, T_i – среднее время ухода ионов; $K_{b,\sigma,e}$ – коэффициент ионизации молекул газа быстрыми, вторичными и плазменными электронами; n_g – концентрации газа, $n_{b,\sigma,e,i}$ – концентрация быстрых, вторичных, плазменных электронов и ионов. Модель (1)-(3) позволяет рассматривать с единых позиций физические процессы генерации разрядной и пучковой плазмы.

Численная трехмерная модель газового разряда включает уравнения баланса плотности электронов n_e ($n_i = n_e$) и энергии n_ε :

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot \Gamma_e = \sum_{j=1}^{N_1} k_j n_{g0} n_e, \quad \frac{\partial}{\partial t}(n_\varepsilon) + \nabla \cdot \Gamma_\varepsilon + \mathbf{E} \cdot \Gamma_e = \sum_{j=1}^{N_2} k_j n_{g0} n_e \Delta \varepsilon_j, \quad (4)$$

где $\Gamma_{e,\varepsilon} = -(\mu_{e,\varepsilon} \cdot \mathbf{E})n_{e,\varepsilon} - D_{e,\varepsilon} \cdot \nabla n_{e,\varepsilon}$ – потоки электронов и энергии;

E – электрическое поле; $\mu_{e,\varepsilon}$ – подвижность, $D_{e,\varepsilon}$ – коэффициент диффузии; k_j , $\Delta\varepsilon_j$ – коэффициенты разряда и затраты/прибыли энергии электронов; n_{g0} – начальная плотность газа; $N_{1,2}$ – число реакций, при которых изменяется количество электронов и их энергия (неупругие столкновения, возбуждение и ионизация). Численная модель не учитывает процессы в бесстолкновительной приэлектродной области. Входные данные (поток и энергия электронов) для нее определяются из аналитической модели (1)-(3) или эксперимента. Из граничных условий для потока электронов оценивается потенциал плазмы:

$$\varphi_n = \frac{kT_e}{e} \cdot \ln \left(2 \frac{1+r_e}{1-r_e} \right), \quad (5)$$

где r_e – коэффициент отражения электронов, k – коэффициент Больцмана, T_e – электронная температура. Численная модель (4)-(5), позволяют определить характеристики разряда и пространственное распределение концентрации и температуры плазмы, потенциал плазмы.

Основные закономерности в электронных источниках с плазменным катодом исследуются в работе аналитически с применением численного моделирования на основе уравнений (1)-(5).

Во второй главе в плазменном источнике на основе полого катода [5] (рис. 1) Исследуются характеристики разряда (концентрации, температуры и потенциала плазмы) в зависимости от давления и сорта газа, количества деталей в полости катода, влияние экрана на скорость нагрева деталей.

В полом катоде объемом V , ионный ток $I_i = e v_i n_f V$ определяется через потери энергии быстрых электронов на ионизацию газа в объеме катодной полости $V = (V_c - V_d)(1 - h_a/2D_c)$, V_d – общий объем деталей. Из уравнения баланса быстрых электронов с учетом инжекции тока дополнительного разряда I_{ext} получено условие горения основного разряда:

$$u = \frac{P}{P(\gamma + \delta) - 1}. \quad (6)$$

Уравнение (1) связывает безразмерные напряжение горения $u = eU_c/W$ и давление газа $P = (p/kT_e)\sigma_i L$, где $L = 4V/S_a$ – эффективная длина катодной полости; eU_c и W – энергия быстрых электронов и полные затраты энергии электрона при ионизации

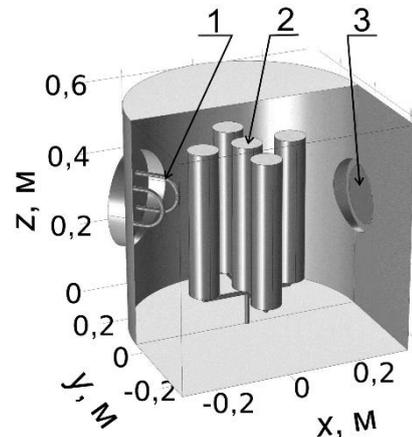


Рис. 1. Модель полого катода: 1 – анод; 2 – детали; 3 – эмиссионное окно

газа, p – давление газа; γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии, зависящий от напряжения разряда и сорта газа; h_a – высота анода, D_c – длина и диаметр катодной полости; $\delta = (1 - \eta)(I_{ext}/I_i)$, $\nu_i = n_{g0}\sigma_i\langle v \rangle$ – частота ионизации, n_f и $\langle v \rangle$ – концентрация и средняя скорость быстрых электронов; σ_i – сечение ионизации электронов.

В самостоятельном режиме горения разряда при уменьшении давления p и эффективной длины полого катода L (т.е. при увеличении площади анода S_a или уменьшении объема катода за счет деталей) напряжение горения разряда растет (рис.2). За счет дополнительной инжекции электронов ($\delta \sim 0,1$) напряжение горения снижается при сохранении плотности ионного тока более, чем в 2 раза (рис. 3).

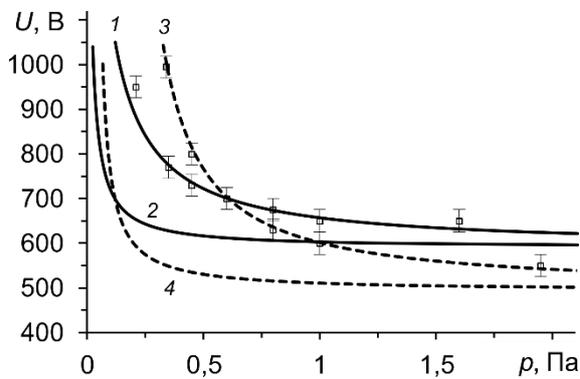


Рис. 2. Зависимость напряжения горения разряда от давления в самостоятельном режиме горения разряда для азота (1,2) и аргона (3,4) при $L = 1,6 \times 10^3$ см (1,3) и $6,4 \times 10^3$ см (2,4); ток основного разряда $I_d = 30$ А; \square – эксперимент [5]

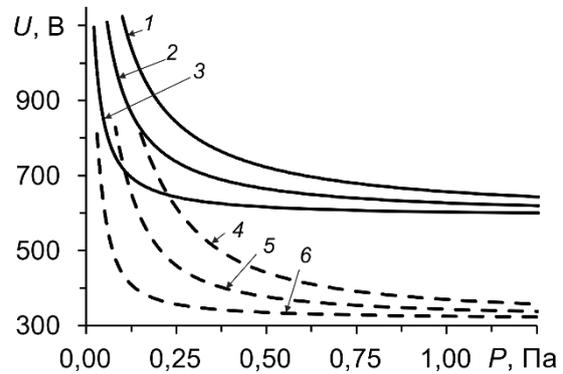


Рис. 3. Зависимость напряжения горения от давления в самостоятельном (сплошные линии) и несамостоятельном (пунктирные) режимах горения разряда (азот): 1,4 – $L = 6,4 \times 10^3$ см; 2,5 – $3,6 \times 10^3$ см; 3,6 – $1,6 \times 10^3$ см ($\delta \sim 0,1$)

Стабилизация напряжения горения разряда 370 В и плотности ионного тока с увеличением площади деталей (длиной 20 см и диаметром 10 см) при изменении их количества происходит при увеличении тока дополнительной эмиссии от 9 до 14 А (рис. 4). На рис. 5 показаны расчетные линии уровня концентрации плазмы в несамостоятельном режиме при $I_{ext} = 12$ А и $U = 370$ В в двух сечениях полого катода с деталями. Градиент давления за счет напуска газа через источник электронов увеличивает градиент концентрации плазмы в области эмиссионного окна (рис. 1).

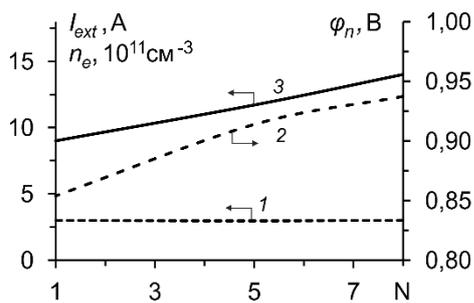


Рис. 4. Зависимости тока дополнительной инъекции (1) потенциала плазмы (2) и концентрации плазмы азота (3) от числа деталей

Численное решение тепловой задачи показало, что активный экран, окружающий загрузку деталей, уменьшает время нагрева деталей (до 1 часа) и обеспечивает равномерный их нагрев до температуры, необходимой для азотирования.

В третьей главе в электронном источнике с плазменным катодом [8] (рис. 6) проведено исследование характеристик разряда, потенциала сеточного электрода относительно плазмы, моделирование динамики генерации плазмы и пучка с учетом процессов ионно-электронной эмиссии на эмиссионном электроде, определены условия пробоя ускоряющего промежутка.

На рис. 7 показаны распределения концентрации плазмы и электронной температуры в плазменном катодом, неоднородность распределений связана с конфигурацией разрядной системы и магнитного поля, что определяет радиальное распределение плотности тока генерируемого электронного пучка.

На рис. 8 показаны зависимости концентрации плазменных электронов n_e , потенциала плазмы ϕ_n и электронной температуры T_e от давления газа p . Концентрация плазмы зависит практически линейно от давления газа p (рис. 8). Увеличение концентрации и уменьшение электронной температуры плазмы с ростом давления газа (рис. 9) связаны с повышением частоты взаимодействия электронов с молекулами газа и, следовательно, более интенсивным обменом энергией между частицами в

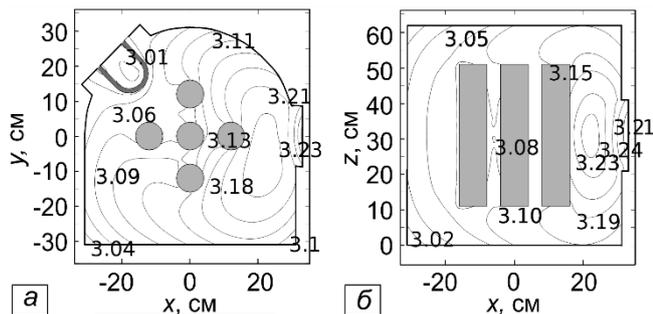


Рис. 5. Распределение концентрации плазмы ($\text{cm}^{-3} \times 10^{11}$) азота в поперечном (а) и продольном (б) сечениях полого катода с деталями в несамостоятельном разряде

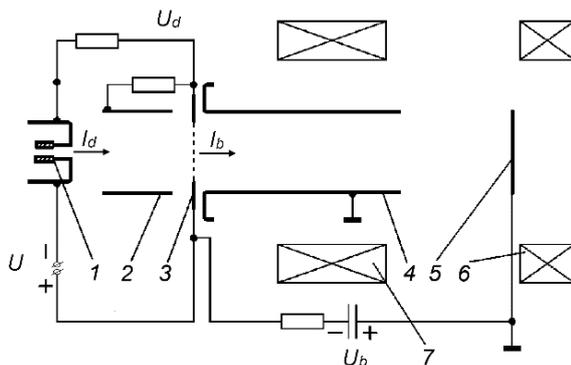


Рис. 6. Схема электродов электронного источника с плазменным катодом: 1 – катод, 2 – анод, 3 – эмиссионный сеточный электрод, 4 – труба дрейфа, 5 – коллектор, 6, 7 – соленоиды [8]

плазме.

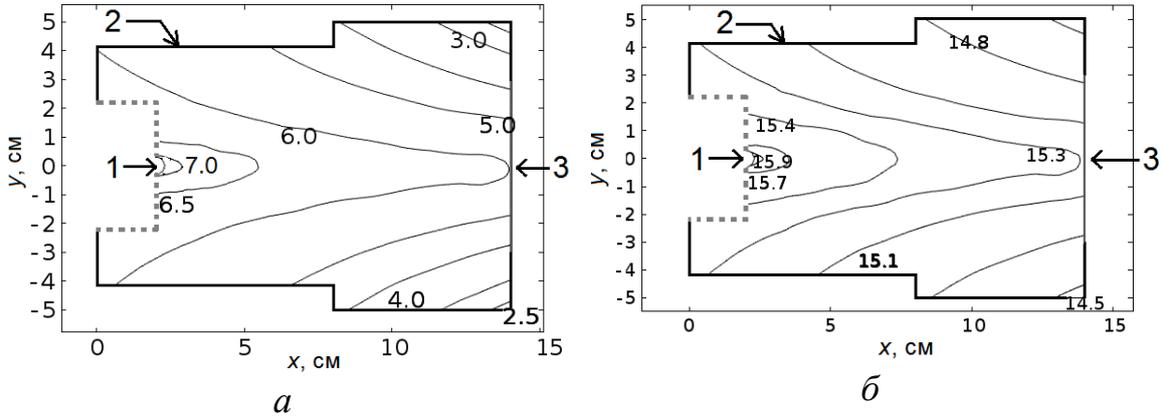


Рис. 7. Распределение плотности плазмы ($\cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) (а) и электронной температуры (эВ) (б) в плазменном катоде при $I_d = 150 \text{ А}$, $p = 0,11 \text{ Па}$; 1 – катод, 2 – анод, 3 – эмиссионный сеточный электрод

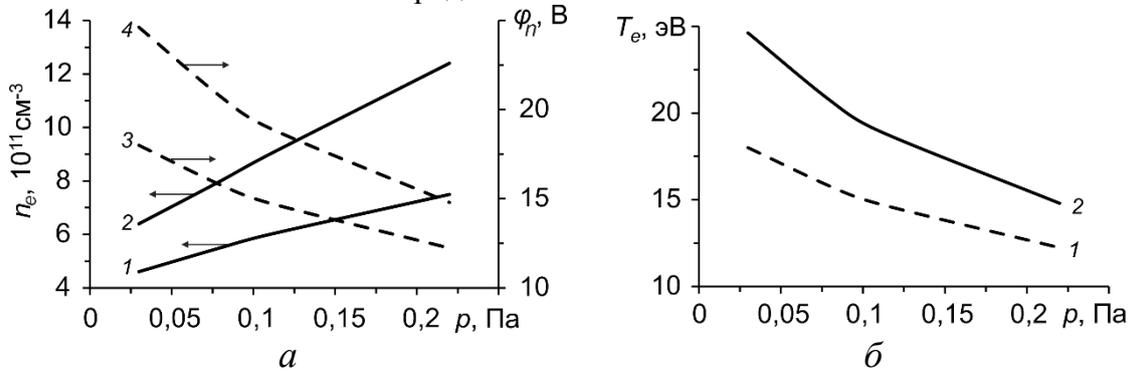


Рис.8. Зависимости концентрации (а: 1,2) потенциала (а: 3,4) и электронной температуры (б: 1,2) разрядной плазмы от давления аргона: 1, 3 – $I_d = 150 \text{ А}$; 2, 4 – $I_d = 250 \text{ А}$

Ток разряда I_d в плазменном катоде равен сумме токов: быстрых электронов, практически не участвующих в процессах ионизации I_{cb} ; электронов на металлическую поверхность анода и эмиссионного электрода; эмиссии электронов через потенциальный барьер по краям ячейки сетки и ток эмиссии электронов $j_{ch} S_0$ через открытую плазменную поверхность. Из уравнения непрерывности тока в плазменном катоде определяется потенциал плазмы в различных режимах эмиссии электронного пучка в ускоряющий промежуток:

– без эмиссии электронов в ускоряющий промежуток, $DU = 0$:

$$\varphi_n = \frac{kT_e}{e} \ln \left[\frac{j_{ch} S_{\Sigma a}}{\Delta I_d} \right]; \quad (7)$$

– эмиссия через потенциальный барьер, $\varphi_n > DU$:

$$\varphi_n = \frac{kT_e}{e} \ln \left[\frac{j_{ch}}{\Delta I_d} \left(S_{\Sigma a} + S_e \exp\left(\frac{eDU}{kT_e}\right) \right) \right]; \quad (8)$$

– и эмиссия с открытой плазменной поверхностью, $\varphi_n = DU$:

$$\varphi_n = \frac{mc^2}{e} \left[\frac{\Delta I_d}{NI_A} \right]^{2/3} \left[\left(\frac{j_{ch} S_e}{\Delta I_d} \right)^{1/2} - 1 \right]^{4/3}. \quad (9)$$

Здесь $\Delta I_d = I_d - I_{eb}$, S_e – площадь открытой поверхности эмиссионного электрода; $S_{\Sigma a}$ – площадь металлической поверхности электродов, на которые поступают электроны; $I_A = 17$ кА; $N = S_e / (2r_0 + \rho)^2$; j_{ch} – плотность хаотического тока; $S_0 = \pi (r_0 - l_i)^2$; l_i – ширина ионного слоя; r_0 – радиус ячейки эмиссионной сетки; ρ – диаметр проволоки сетки; m – масса электрона; c – скорость света; $DU(z)$ – ускоряющее поле, проникающее через ячейки сетки в плазменный катод

$$DU(z) = c_1 \frac{r_0 U_a}{d} \exp\left(-c_2 \frac{\rho - z}{r_0}\right). \quad (10)$$

где D – коэффициент электрической проницаемости эмиссионного электрода, c_1, c_2 – постоянные, зависящие от прозрачности сетки, U_a – ускоряющий потенциал; d – ширина ускоряющего промежутка в плазменном аноде, определяемая в соответствии с «законом 3/2».

В эксперименте [8] измерялось напряжение U_d на промежутке катод (1) – сеточный электрод (3) (рис. 6). Расчетные $U_d = -|U_c| + \varphi_n$ и экспериментальные зависимости U_d от давления газа представлены на рис. 9 и показывают качественное соответствие, U_c – катодное падение напряжения. Смена полярности напряжения U_d , которое происходит в режиме эмиссии электронов (рис. 9. а, б), связана с влиянием ускоряющего поля на формирование слоя положительного заряда в области эмиссионных отверстий и величину потенциала плазмы φ_n .

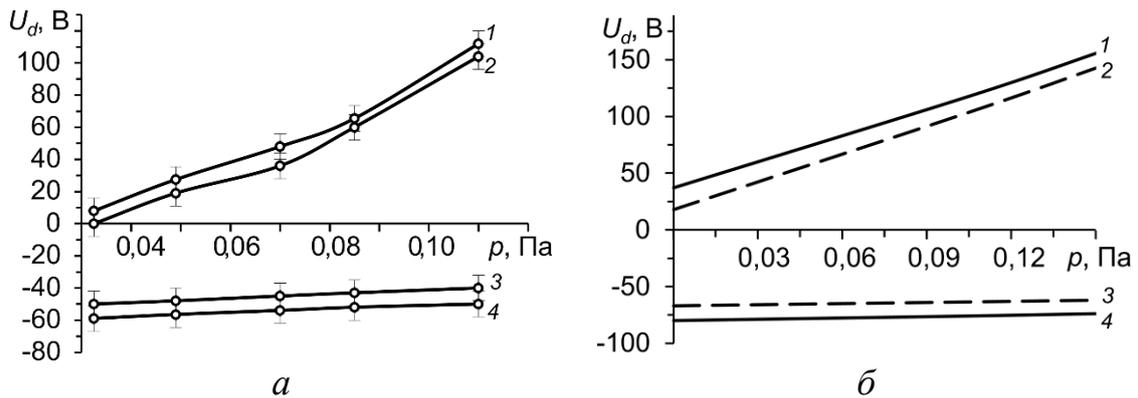


Рис. 9. Экспериментальные (а) [8] и расчетные (б) зависимости напряжения U_d от давления p (в районе эмиссионной сетки): 1,2 – $U_a = 10$ кВ, 3,4 – $U_a = 0$; 1,4 – $I_d = 250$ А; 2,3 – $I_d = 150$ А; $B_z = 25$ мТл

Изменение токов, потенциала плазмы и концентрации пучковой

плазмы n во время импульса тока разряда можно проследить на нестационарной модели учитывающей баланс токов в плазменном канале, создаваемом электронным пучком, и баланс заряженных частиц

$$\frac{dn}{dt} = \left(1 - \frac{n}{n_{g0}}\right) n_{g0} [K_b n_b + \gamma \zeta K_b n + K_e n] - \frac{n}{T_i}. \quad (11)$$

с учетом ионно-электронной эмиссии на эмиссионном электроде и поверхности разрядной плазмы в состоянии равновесия ($n = n_e = n_i$) полагая, что все рождающиеся ионы уходят на эмиссионный электрод и стенку трубы дрейфа; $\zeta = v_i/v_b$; $K_{b,e}$ – коэффициенты ионизации быстрыми и плазменными электронами; γ – усредненное значение коэффициента ионно-электронной эмиссии на поверхности эмиссионного электрода γ_a и границе разрядной плазмы γ_p ; T_i – среднее время выхода ионов.

На рис. 10 показан модельный импульс тока разряда $I_d(t)$ и соответствующие ему расчетные импульсы тока пучка $I_b(t)$, потенциала плазмы и концентрации пучковой плазмы n/n_{g0} . Амплитуда и форма импульса тока пучка определяется импульсом тока разряда, а также динамикой процесса генерации пучковой плазмы.

На рис. 11 показана схема эмиссионной системы. Эмиссионная сетка стабилизирует границу разрядной плазмы, от сетки разрядная плазма отделена бесстолкновительным слоем положительного заряда шириной l_i , а пучковая плазма – ускоряющим промежутком шириной d . Рассмотрим основные механизмы релаксации в плазме ионов из ускоряющего промежутка: перезарядку ионов на газовых молекулах и их потери за счет выхода на стенки катодной полости.

Определяя прирост концентрации электронов на границе плазмы $z = z_{pl}$, вызванный поступлением в плазму ионов из ускоряющего проме-

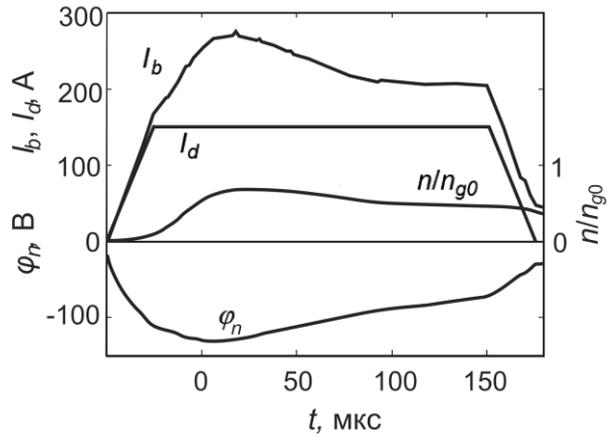


Рис. 10. Импульсы токов и концентрация плазмы при $K_e = 6 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, $\gamma = 1,3$; $n_{g0} = 2,65 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $U_a = 10 \text{ кВ}$

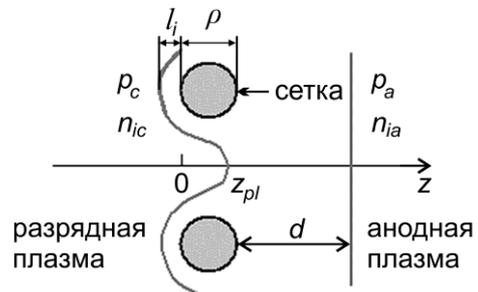


Рис. 11. Схема эмиссионной системы

жутка с плотностью тока j_{ia} , соотношением $n_{ic} - n_{ic0} = (j_{ia} / e)(3Q_i / Q_n)$ получим выражение для концентрации плазмы

$$n_{ic} = n_{ic0} \left[1 - \frac{3Q_i}{4Q_n} \sqrt{\frac{M_i}{m}} F(\gamma, p_a) \right]^{-1} \quad (12)$$

Здесь Q_i – полное сечение взаимодействия медленного иона в плазме, Q_n – сечение перезарядки быстрого иона, M_i и m – массы иона и электрона; функция $F = j_i / j_{em}$ учитывает зависимость концентрации пучковой плазмы от γ -процессов, давления и сорта газа, скорости ионизации молекул газа электронами, при $dn/dt = 0$ и $n \ll n_{g0}$ из решения уравнения (11) следует $F = (L_i / \lambda_b) / \{1 - (L_i / \lambda_b)[\gamma + (\lambda_b / \lambda_e) \sqrt{(M_i / m)}]\}$, $L_i = v_i T_i$, $\lambda_{b,e}$ – длина пробега быстрого и плазменного электрона.

Процессы ионно-электронной эмиссии на поверхности эмиссионного электрода и на границе разрядной плазмы обуславливают усиление тока эмиссии (тока пучка) в ускоряющем промежутке с коэффициентом усиления I_b / I_{em}

$$K = \frac{I_b}{I_{em}} = 1 + \left[(\gamma_a + 1) s_e + (\gamma_p + 1) s_a \right] F(\gamma_a, p_a), \quad (13)$$

зависит от ускоряющего напряжения ($\gamma = \chi(U_a)$), материала эмиссионного электрода (коэффициент ионно-электронной эмиссии), от сорта и давления газа, геометрической прозрачности эмиссионного электрода, $s_e = S_e / S_b$, $s_a = S_a / S_b$; $S_b = \pi r_b^2$ – площадь сечения электронного пучка, S_a – площадь металлической поверхности эмиссионного электрода. Усиление тока разряда зависит от источника питания разряда (напряжения, выходного сопротивления) [8]. Неконтролируемые изменения тока пучка и тока разряда могут привести к пробую ускоряющего промежутка.

Эмиссия электронов в ускоряющий промежуток происходит с эмиссионной поверхности, координата которой $z_{pl} = \rho [1 - (r_0 / \rho c_2) \ln(c_1 c_2 U_a / dE)]$ определяется из равенства газокINETического давления плазмы $E^2 = 8 \pi k T_e n_{ic}$ и давления электрического поля. При увеличении ускоряющего напряжения (или уменьшении концентрации плазмы), а также геометрической прозрачности сетки эмиссионная граница z_{pl} перемещается внутрь плазменного катода, и при $z_{pl} < 0$ эмиссия электронов осуществляется через потенциальный барьер.

Исходим из того, что при устойчивой работе электронного источника с плазменным катодом ток эмиссии не превышает ток разряда, а потенциал плазмы ниже критического значения $\varphi_{cr,n}$, при котором происходит пробой слоя плазма – анод (сеточный электрод). Нарушение этих положений, записанное в виде неравенств,

$$\varphi_{cr,n} \leq \frac{mc^2}{e} \left(\frac{eU_a}{mc^2} \right)^{1/4} \left(\frac{9\pi}{\sqrt{2}} \frac{r_0^2 c_1^2 j_b}{I_A} \right)^{1/2} f(z_{pl}) < \left(\frac{\Delta I_d}{NI_A} \right)^{2/3} \left[\left(\frac{j_{ch} S_e}{\Delta I_d} \right)^{1/2} - 1 \right]^{4/3}, \quad (14)$$

является условием пробоя ускоряющего промежутка, где $f(z_{pl}) = \exp(-(\rho - z_{pl})/r_0)$.

Из анализа экспериментов в электронных источниках с плазменным сеточным катодом на основе дугового разряда (на основе системы СОЛО [7,8] и многодугового эмиттера [9]) и в соответствии с соотношением (14) максимальное значение потенциала плазмы φ_{nmax} , при котором отсутствует пробой ускоряющего промежутка в диапазоне рабочих давлений газа (аргон) (0,035–0,1) Па составляет $\varphi_{nmax} = (270 \div 170)$ В.

Повышению электрической прочности ускоряющего промежутка способствует уменьшение давления (в соответствии с левой кривой Пашена).

В четвертой главе в широкоапертурном электронном источнике [10] (рис. 12) исследуется влияние сопротивления в цепи анода и площади маски, расположенной на эмиссионной сетке, на характеристики разрядной плазмы, исследуются основные механизмы потерь тока пучка в ускоряющем промежутке и при выводе в атмосферу.

Электронный пучок состоит из отдельных элементарных пучков (рис. 12), которые эмитируются через отверстия в маске в ускоряющий промежуток. Ускоряясь в диоде, электроны проходят через фольгу в атмосферу. На опорной решетке расположены отверстия соосные маске, но большего размера. Численным моделированием получено, что при увеличении сопротивления в цепи анода (коэффициента отражения электронов от анода в численной модели (4)) увеличивается концентрация разрядной плазмы (рис. 13). Это связано с дополнительной ионизацией газа отраженными от анода электронами. На рис. 14 показаны расчетные зависимости концентрации n_e и потенциала плазмы φ_n (рис. 12 и рис. 13) и электронной температуры T_e от давления газа (аргон).

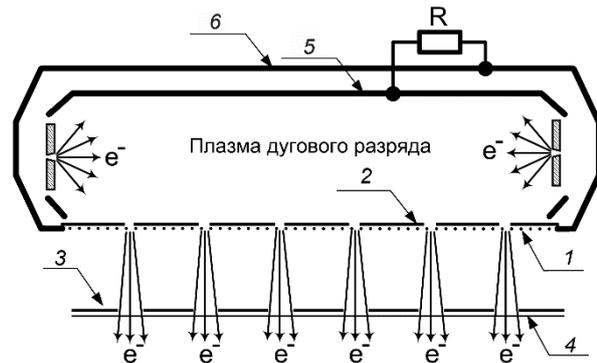


Рис. 12. Схема источника электронов с сеточным плазменным эмиттером: 1 – эмиссионная сетка, 2 – маска, 3 – опорная решетка выпускного фольгового окна, 4 – выпускная фольга, 5 – полый анод, 6 – корпус эмиттера [10]

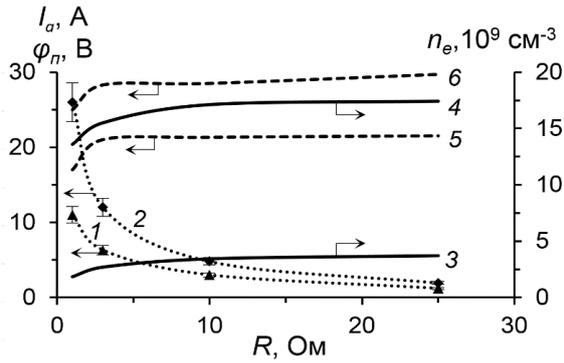


Рис. 13. Экспериментальные зависимости тока анода I_a (1, 2) [10] и соответствующие им расчетные концентрации n_e (3,4) и потенциала ϕ_n (5,6) плазмы от сопротивления R ; 1,3,5 – $I_p = 20$ А; 2,4,6 – 100 А

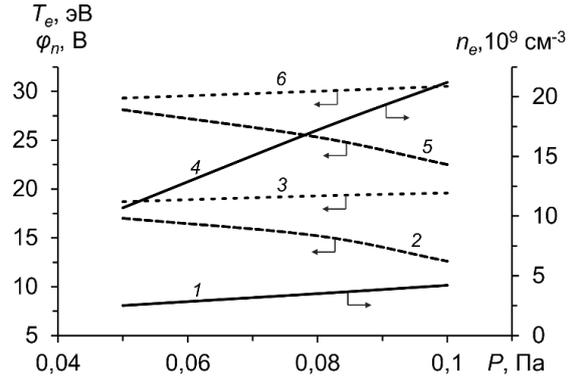


Рис. 14. Расчетные зависимости концентрации n_e (1, 4) и потенциала плазмы ϕ_n (3, 6) и электронной температуры T_e (2, 5) при сопротивлении в цепи анода $R = 25$ Ом, токе разряда 1, 2, 3 – $I_p = 20$ А, 4, 5, 6 – 90 А.

Экспериментальные и расчетные зависимости тока эмиссии от отношения площади поверхности маски к полной площади поверхности сетки показаны на рис. 15. Из вычислений следует, что при увеличении относительной площади поверхности маски от 0 до 0,5 концентрация плазмы увеличивается на 36%, при этом температура плазмы и ее потенциал меняются незначительно. В расчетах для упрощения геометрии маска представлена в виде решетки, закрывающей равномерно поверхность сетки.

Потери тока пучка в широкоапертурном электронном источнике могут происходить в ускоряющем промежутке, а также при выводе пучка в атмосферу. Потери тока пучка $I_i/(I_{em} + (\Gamma + 1)I_i)$, связанные с ионным током $I_i = [1 + 2(\Gamma + 1)g / (1 - g)]I_{em}F(p, \gamma) + I_{if}$ в диоде, рассчитывались с учетом отражения электронов от фольги (коэффициент отражения – g), ионно-электронной эмиссии на поверхности маски и сетки (Γ – эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии), ионного тока за счет ионизации газа, десорбированного с поверхности выпускной фольги, I_{if} . Численные оценки показали, что потери тока пучка, связанные с ионным током не превышают 1 % в рабочем диапазоне параметров: ускоряющее напряжение 150-200 кВ, плотность тока пучка 0,1 А/см², давление газа 0,04 Па.

В широкоапертурном источнике коэффициент извлечения электронов меньше 1 и эмиссия электронов происходит через потенциальный барьер (12) с плазменной границы z_{pl} , определяемой условием равенства давления электростатического поля и газокинетического давления плазмы. Оптические характеристики элементарных электронных пучков, существенно зависят от эмиссионных свойств плазменного катода и кон-

фигурации ускоряющего поля в ячейках сетки и диоде. На рис. 16. показаны конфигурационные портреты элементарного электронного пучка, $\varepsilon_0 = 20$ эВ. Траекторный анализ электронов проведен на основе интегрирования уравнений движения заряженных частиц в ускоряющем поле промежутка, вектор скорости электронов определялся электрическим полем, а начальная энергия ε_0 в соответствии с температурой плазмы (рис. 14).

Маска в эксперименте расположена на эмиссионной сетке, и расстояние между маской и сеткой может составлять до 1 мм. Затекание разрядной плазмы (рис. 17) под маску из-за ее неправильного прилипания к сетке увеличивает площадь эмиссии элементарного пучка и, соответственно, потери тока электронного пучка на решетке. Численные оценки показали, что потери составляют 7 %.

Расчеты показали, что когда маска находится за сеткой (рис. 4.16б), затекание плазмы отсутствует и, соответственно, уменьшаются потери электронов на опорной решетке за счет краевых эффектов маски практически в 2 раза.

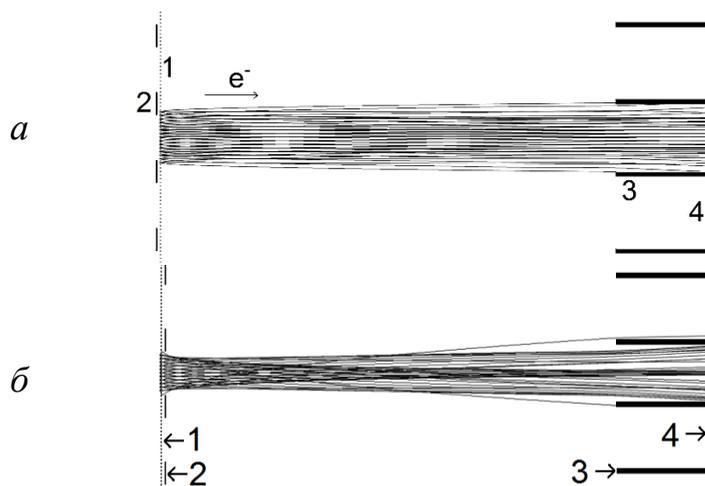


Рис. 16. Конфигурационные портреты элементарных электронных пучков при $U_a = 200$ кВ, размер сетки 0,6 x 0,6 мм; *a* – маска на сетке, *б* – под сеткой: 1 – сетка, 2 – маска, 3 – решетка, 4 – фольга

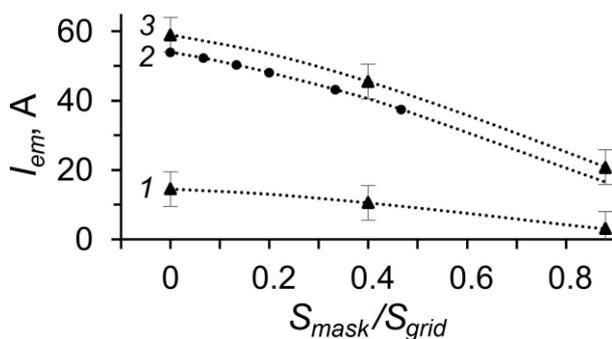


Рис. 15. Зависимость тока в ускоряющем промежутке от отношения площади поверхности маски к полной площади поверхности сетки; 1, 3 – эксперимент [10], 2 – расчет, 1 – $I_d = 100$ А, 2 – 90 А, 3 – 20 А

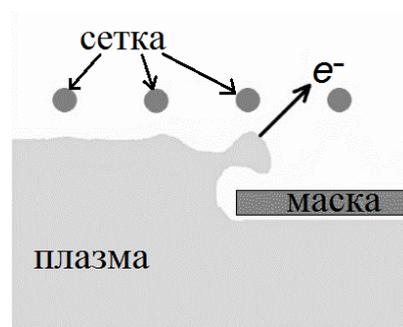


Рис. 17. Затекание плазмы под маску; расстояние между сеткой и маской 1 мм

Суммарные потери тока пучка при коэффициенте отражения 3,8 % с учетом ионного тока и потери электронов в фольге выпускного окна (12 %) при диаметре отверстий маски 8 мм и опорной решетки 15 мм составляют 21 %.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе:

1. Получено условие генерации плазмы в полой катодной трубке большой площади в несамостоятельном режиме горения тлеющего разряда. Показано, что в несамостоятельном режиме горения тлеющего разряда при удержании плотности ионного тока напряжение горения снижается с $980 \div 600$ В до $385 \div 290$ В в аргоновой плазме ($\delta = 0,07$) и с $770 \div 650$ В до $515 \div 370$ В в азотной плазме ($\delta = 0,11$) при давлении $p = 0,35 \div 1$ Па, обеспечивая плотности генерируемой плазмы 3×10^{11} см⁻³ (азот) и 6×10^{11} см⁻³ (аргон). Управление характеристиками разряда при изменении соотношения площадей анода, катода и расположенных в нем деталей осуществляется изменением тока дополнительной инжекции в катодную полость электронов. 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 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, что связано с влиянием ускоряющего напряжения на потенциал плазмы (относительно эмиссионного электрода) и его сильной зависимостью от давления газа.

3. Теоретически показано, что 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 разрядной плазмы, ответственной за усиление тока пучка в ускоряющем промежутке.

4. 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 плазмы – сеточный электрод. В диапазоне рабочих давлений газа (аргон) ($0,035 \div 0,1$ Па) в

электронных источниках с плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления максимальное значение потенциала плазмы, при котором отсутствует пробой ускоряющего промежутка, соответствует $270 \div 170$ В.

5. 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. Основные потери тока пучка в многоапертурном плазменном источнике 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 $0,1$ А/см² и при давлении газа 0,04 Па, 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 ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крейндель, Ю. Е. Плазменные источники электронов / Ю. Е. Крейндель. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.
2. 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.
3. Окс, Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е. М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
4. 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.
5. 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.
6. Koval, N. N. Influence of the composition of a plasma-forming gas

on nitriding in a non-self-maintained glow discharge with a large hollow cathode / N. N. Koval, P. M. Schanin, Yu. Kh. Akhmadeev, I. V. Lopatin, Yu. R. Kolobov, D. S. Vershinin, M. Yu. Smolyakova // *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2012. – V. 6. – No. 1. – P. 154-158.

7. 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 в ЖТФ*. – 2010, – Т.36. – В.4. – С. 23-31.

8. 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/10.1088/1742-6596/552/1/012014>

9. 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. – С. 687-695.

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

11. 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.

12. 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.

13. 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. – 132 с.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

а. 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.

б. Коваль, Т. В. Характеристики разряда низкого давления в полом

катоде большого размера / Т. В. Коваль, И. В. Лопатин, Нгуен Бао Хынг, А. С. Огородников // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 12-2. – С. 211-215.

c. Koval, T. V. Low Pressure Discharge Characteristics in a Large Sized Hollow Cathode / T. V. Koval, I. V. Lopatin, B. H. Nguen, A. S. Ogorodnikov // *Advanced Materials Research: Radiation and nuclear techniques in material science : Scientific Journal*. – 2015. – Vol. 1084: Physical-Technical Problems of Nuclear Science, Energy Generation, and Power Industry. – P. 196-199.

d. 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.

e. 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.

f. 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.

g. 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.

h. 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.

i. 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.

j. 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 Бао 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.

к. 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.

l. 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