

На правах рукописи

Ле Ху Зунг

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И
ТРАНСПОРТИРОВКИ ИНТЕНСИВНЫХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМЕННОМ КАНАЛЕ**

01.04.20 - физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск - 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

Научный руководитель: **Коваль Тамара Васильевна**
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Кривобок Валерий Павлович**
доктор физико-математических наук, профессор
Заведующий кафедрой водородной энергетически и плазменных технологий,
Физико-технический институт,
Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Астрелин Виталий Тимофеевич
кандидат технических наук, доцент
Институт ядерной физики СО РАН.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (г. Томск)

Защита диссертации состоится «24» декабря 2013 года в часов на заседании диссертационного совета Д 212.269.05 при Национальном исследовательском Томском политехническом университете по адресу: 634050, г. Томск, пр. Ленина 2а.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке Национального исследовательского Томского политехнического университета по адресу: г.Томск, ул.Белинского, 53.

Автореферат разослан: «___» 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук, доцент:

Кожевников А.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Низкоэнергетические (10-30 кэВ) интенсивные (0,1-30 кА) микросекундные и субмиллисекундные электронные пучки с высокой (1-100) Дж/см² плотностью энергии находят применение в различных технологических процессах, связанных с изменением структурного состояния и функциональных свойств поверхности материалов и изделий.

В импульсном электронном источнике со взрывоэмиссионным катодом получены сильноточные (до 25 кА) микросекундные (до 5 мкс) электронные пучки с плотностью энергии до 20 Дж/см² [1]. Для формирования интенсивных (до 300 А) субмиллисекундных (до 200 мкс) низкоэнергетического (до 20 кэВ) электронных пучков с плотностью энергии до 100 Дж/см² разработаны импульсные электронные источники с плазменным катодом [2].

Одной из основных проблем успешного применения импульсных электронных источников является разработка надежных и эффективных методов транспортировки и управление параметрами электронных пучков с большой плотностью энергии. Теоретический подход к решению обозначенных проблем основан на аналитическом исследовании и численном моделировании основных физических процессов в плазменном канале при транспортировке низкоэнергетического пучка большой мощности к коллектору или мишени, где происходит утилизация энергии пучка.

При электронно-пучковой обработке крупногабаритных изделий наиболее рациональной является прямоугольная (квазипрямоугольная) форма поперечного сечения пучка, позволяющая увеличить шаг сканирования и, следовательно, производительность процесса. В то же время с точки зрения формирования пучка и из конструктивных соображений удобнее аксиально-симметричные электронные пушки. Впервые трансформация электронного пучка была предложена и экспериментально подтверждена в ИСЭ СО РАН Озуром Г.Е. и Карликом К.В. Поэтому представляет интерес исследование условий трансформации сильноточного электронного пучка круглого сечения в пучок прямоугольного сечения.

Фокусировка сильноточного электронного пучка при его транспортировке в ведущем аксиально-симметричном магнитном поле сопровождается потерями тока пучка, а на выходе из канала транспортировки электронного пучка трудно исключить эффекты, связанные с расширением пучка в магнитном поле соленоида. Поэтому представляет интерес моделирование управления распределением плотности тока пучка в конце канала транспортировки с помощью ферромагнитной вставки (цилиндрической или полой цилиндрической), расположенной за коллектором электронов [3].

В экспериментальной работе [4] обнаружено усиление тока эмиссии плазменного катода, которое объясняется вторичной ионно-электронной эмиссией с поверхности эмиссионного электрода. Представляет интерес создание аналитической модели токопрохождения пучка в системе с

плазменным катодом с учетом формирования плазменного канала и вторичной ионно-электронной эмиссии с катодного электрода.

В предварительных экспериментах по генерации плотных субмиллисекундных электронных пучков в отсутствие внешнего магнитного поля получен низкоэнергетический электронный пучок с амплитудой тока до 1 кА и общей энергией в пучке 3,5 кДж [5]. Представляет интерес теоретическое исследование влияния условий формирования электронного пучка на его токопрохождение в протяженном канале транспортировки.

Из вышеперечисленного следует, что исследование управления формированием пучка и распределением плотности тока интенсивного низкоэнергетического пучка является актуальным и имеет большое значение для повышения производительности процесса электронно-пучковой обработки материалов.

Диссертация выполнена на кафедре прикладной математики (ПМ) Института кибернетики Национального исследовательского Томского политехнического университета (НИ ТПУ) в соответствии с планом НИР кафедры ПМ, с работами по грантам РФФИ: 12-08-00251а, 12-08-00213 а и 13-08-98066 (совместно с Институтом сильноточной электроники – СО РАН, Томск).

Цель диссертационной работы - теоретическое исследование управления транспортировкой и распределением плотности тока низкоэнергетического интенсивного электронного пучка в плазменном канале.

Основные задачи исследований:

1. Численное исследование влияния магнитного поля обратного токопровода электронного источника на трансформацию поперечного сечения электронного пучка.
2. Численное исследование влияния ферромагнитной вставки, установленной за коллектором пучка, на фокусировку и перераспределение плотности тока пучка.
3. Численное исследование токопрохождения низкоэнергетического интенсивного электронного пучка в плазменном канале.
4. Теоретическое исследование токопрохождения низкоэнергетического электронного пучка с учетом ионно-электронной эмиссии с катодного электрода плазменного источника электронов.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Численными методами получены условия преобразования формы круглого сечения сильноточного электронного пучка в прямоугольную в магнитном поле обратного токопровода. Разработанный алгоритм позволяет оценить степень токовой нейтрализации пучка из сравнения расчётных автографов пучка с экспериментальными по форме и углу поворота пучка как целого.
2. Численными методами исследован способ управления фокусировкой и распределением плотности тока сильноточного электронного пучка с

помощью цилиндрической ферромагнитной вставки, расположенной непосредственно за коллектором электронов.

3. Численно методом крупных частиц показано, что при транспортировке интенсивного электронного пучка без магнитного поля распределение плотности тока пучка на мишени зависит от концентрации плазмы и ее радиального профиля.
4. Получены аналитические зависимости ионного тока, токов эмиссии и коллектора от давления рабочего газа, ускоряющего напряжения и тока электронов пучка с учетом вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности катодного электрода в электронной системе с сетчатым плазменным катодом.

Практическая значимость работы

Результаты, полученные в диссертационной работе, применялись при анализе экспериментальных результатов токопрохождения низкоэнергетических электронных пучков в плазменном канале электронных источников в Институте сильноточной электроники СО РАН и могут быть использованы при:

- оптимизации условий транспортировки низкоэнергетических пучков в пространстве дрейфа с наименьшими потерями энергии;
- оптимизации конфигурации сечения и перераспределения плотности тока пучка в конце канала транспортировки пучка к мишени.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Математическая модель и алгоритм расчёта трансформации нерелятивистского интенсивного электронного пучка круглого сечения в пучок квазипрямоугольного сечения в неоднородном магнитном поле обратного токопровода, прикрепленного к коллектору электронов. Трансформация осуществима, если напряженность магнитного поля сравнима по порядку величины с собственным магнитным полем пучка и зависит от геометрии токопровода, уровня токовой нейтрализации и градиента ведущего магнитного поля в области токопровода.
2. Математическая модель и алгоритм расчёта фокусировки нерелятивистского интенсивного электронного пучка и перераспределения плотности тока (энергии) по его сечению с помощью ферромагнитной вставки, расположенной непосредственно за мишенью. Расчёты подтвердили возможность улучшения однородности распределения плотности энергии по сечению пучка путём подбора геометрии и магнитных свойств материала вставки.
3. Результаты численного моделирования (с применением PIC кода КАРАТ) токопрохождения интенсивного электронного пучка в плазменном канале без внешнего магнитного поля. Радиально-неоднородное распределение плотности плазмы в канале обуславливает радиально неоднородное распределение плотности тока транспортируемого интенсивного электронного пучка.

4. Теоретическая модель, учитывающая баланс токов в плазменном канале, создаваемом электронным пучком, транспортируемым в слабом магнитном поле (когда циклотронная частота ω_c меньше частоты плазменных колебаний ω_p). Теоретические зависимости подтвердили, что увеличение тока эмиссии в электронном источнике с плазменным катодом связано с ионно-электронной эмиссией с поверхности эмиссионного электрода.

Личный вклад автора

Проведение аналитических и численных расчетов, сравнительный анализ экспериментальных и теоретических результатов, формулирование 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:

VII (VII, IX) Всероссийская научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Молодежь и современные информационные технологии», Томск 2009г (2010, 2011); III Российская научно-практическая конференция «Физико-Технические проблемы получения и использования пучков заряженных частиц, нейтронов, плазмы и электромагнитного излучения» (с международным участием), Томск 2009г; 16th International Symposium on High Current Electronics, Tomsk 2010; Всероссийская (с международным участием) конференция «Физика низкотемпературной плазмы» - Петрозаводск, 2011г; XIV Latin American Workshop on Plasma Physics// held in Mar del Plata, Argentina, 2011; 3d International Congress Science Program, Tomsk, 2012; Международная конференция "радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах" - РТЭП 2012; IV Международный Крейнделевский семинар «Плазменная эмиссионная электроника», Республика Бурятия, 2012; Всевьетнамская научно-практическая конференция «фундаментальные и прикладные проблемы физики» – Вьетнам, 2012; 11-я международная конференция "Газоразрядная плазма и ее применения", Томск, 2013.

Публикации

Основные результаты работы опубликованы в 15 печатных трудах, включая 8 статей в журналах, входящих в перечень ВАК, рекомендуемых для публикации основных результатов диссертаций на соискание ученых степеней кандидата наук, и 1 патент в соавторстве.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, и приложения. Объем диссертации составляет 130 страниц, включая 74 рисунков, 15 таблиц и список литературы из 74 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

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 краткий обзор экспериментальных и теоретических работ по формированию и транспортировке интенсивных электронных пучков в диодах заполненных плазмой.

Описываются электронные источники сильноточного микросекундного пучка, субмиллисекундного интенсивного пучка и используемые методы моделирования транспортировки интенсивного низкоэнергетического электронного пучка в плазменных диодах этих источников.

Первая модель описывает движение электронов и формирование огибающей электронного пучка во внешних полях и собственных полях пучка с учетом зарядовой f_e и токовой нейтрализации f_m :

$$\ddot{x} = -\frac{r_b e B_{\theta,m} A}{r^2 \beta_z \gamma m_0} x - \frac{e B_z}{\gamma m_0 c} \dot{y} + \frac{e \beta_z \tilde{B}_r}{\gamma m_0} y + \frac{e}{\gamma m_0 c} (\dot{z} B_{y_{\partial o}} - \dot{y} B_{z_{\partial o}}) \quad (1)$$

$$\ddot{y} = -\frac{r_b e B_{\theta,m} A}{r^2 \beta_z \gamma m_0} y + \frac{e B_z}{\gamma m_0 c} \dot{x} - \frac{e \beta_z \tilde{B}_r}{\gamma m_0} x - \frac{e}{\gamma m_0 c} (\dot{z} B_{x_{\partial o}} - \dot{x} B_{z_{\partial o}}) \quad (2)$$

$$\ddot{z} = \frac{r_b e B_{\theta,m} (1-f_m)}{r^2 \gamma m_0} (\beta_x x + \beta_y y) - \frac{e \tilde{B}_r}{\gamma m_0} (\beta_x y - \beta_y x) - \frac{e E_{zind}}{\gamma m_0} + \frac{e}{\gamma m_0 c} (\dot{y} B_{x_{\partial o}} - \dot{x} B_{y_{\partial o}}) \quad (3)$$

где $\beta_z = \dot{z} / c$, $\beta_x = \dot{x} / c$, $\beta_y = \dot{y} / c$, $\gamma^{-2} = 1 - \beta_x^2 - \beta_y^2 - \beta_z^2$, e и m_0 - заряд и масса электрона, $B_{\theta,m} = 2I_b t / r_b c$ - максимальное значение собственного магнитного поля, B_z - внешнее магнитное поле (поле соленоидов), $B_{x,y,z_{\partial o}}$ - компоненты суммарного магнитного поля токопровода и тока мишени, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ - радиус траектории электрона в цилиндрических координатах r, θ, z , E_{zind} - электрическое индуцированное поле, r_b и R_C - радиусы пучка и трубы дрейфа, $\tilde{B}_r = -\partial B_z / 2\partial z$, $A = \beta_z^2 (1 - f_m) - 1 + f_e$.

В режиме транспортировки движение пучка в собственном и внешнем магнитном поле характеризуется периодическими колебаниями радиуса пучка.

Система уравнений (1-3) решается численно в программе, разработанной в среде MATLAB, и с применением специального пакета Comsol Multiphysics.

Вторая модель описывает самосогласованное движение низкоэнергетического электронного пучка в канале транспортировки, заполненном плазмой (метод крупных частиц, 2-х и 3-х мерные PIC коды КАРАТ).

Проводится тестирование математических моделей (методов огибающей и крупных частиц) при исследовании влияния градиента аксиально-

симметричного магнитного поля на радиус пучка на мишени, влияния начального разброса электронов по скоростям и кривизны эмиссионной поверхности на огибающую интенсивного электронного пучка.»

Методом крупных частиц исследуется влияние неоднородной концентрации плотности плазмы на токопрохождение пучка и распределение плотности тока сильноточного пучка на мишени. Получено, что неоднородное вдоль продольной координаты распределение плотности плазмы практически не меняет конфигурацию распределения плотности электронов на коллекторе. При неоднородном распределении плотности плазмы с максимумом на оси распределение электронов пучка на мишени также неоднородное (рис. 1). Параметры численного эксперимента: энергия электронов $E = 30$ кэВ, радиус пучка $r_b = 3$ см, длина канала транспортировки $H = 10$ см, ведущее магнитное поле $B_z = 2,4$ кГс, ток пучка $I_b = 20$ кА, концентрация плазмы:

$$n_{p1} = 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3},$$

$$n_{p2} = \begin{cases} 10^{12} \text{ см}^{-3}, & r < 1.5 \text{ см} \\ 8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}, & 1.5 \text{ см} \leq r \leq 3 \text{ см} \end{cases}$$

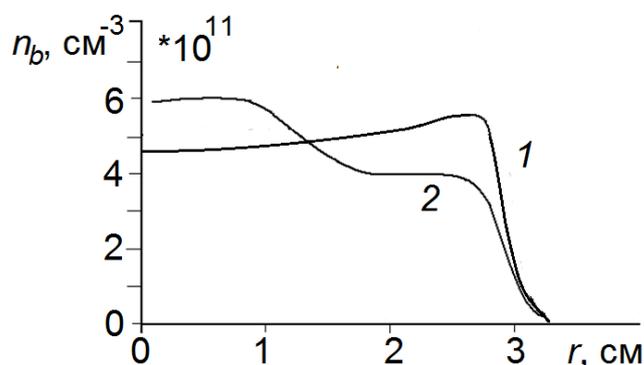


Рис. 1. Распределение плотности электронов пучка на мишени в радиально однородном (1) и радиально неоднородном (n_{p2}) плазменном канале

Во второй главе проводится исследование трансформации слаборелятивистского сильноточного электронного пучка в аксиально-неоднородном магнитном поле, сформированном обратным токопроводом в виде плоских шин или шпилек, прикрепленных к коллектору-мишени (рис. 2). Во избежание потерь трансформацию электронного пучка целесообразно осуществлять в конце канала транспортировки. Моделирование проводится методом огибающей в условиях зарядовой нейтрализации, что соответствует условиям эксперимента (Модель I) и методом крупных частиц с использованием 3-х мерного кода КАРАТ (Модель II). Исследуется влияние геометрии обратных токопроводов, токовой нейтрализации, градиента ведущего магнитного поля, тока пучка и тока мишени на преобразование круглого сечения электронного пучка и распределение плотности электронов на распределение плотности электронов мишени.

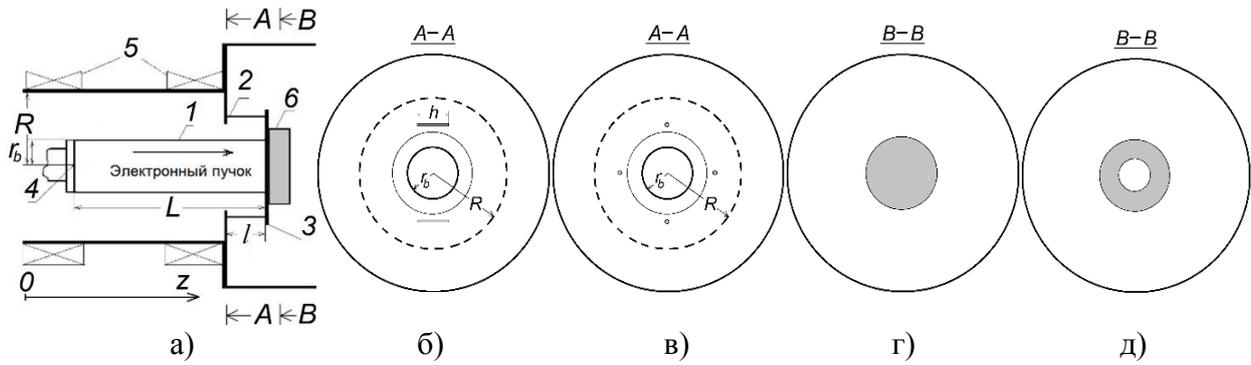


Рис. 2. Схема канала транспортировки (а), проекции с токопроводом и с ферромагнетиками – 2 шины (б), 4 шпильки (в), сплошной ферромагнетик (г) и полый ферромагнетик (д); 1) электронный пучок; 2) обратный токопровод; 3) мишень; 4) инжектор; 5) соленоиды; 6) ферромагнетик

На рис. 3 показаны траектории краевых электронов пучка и их автографы на мишени для разных токопроводов.

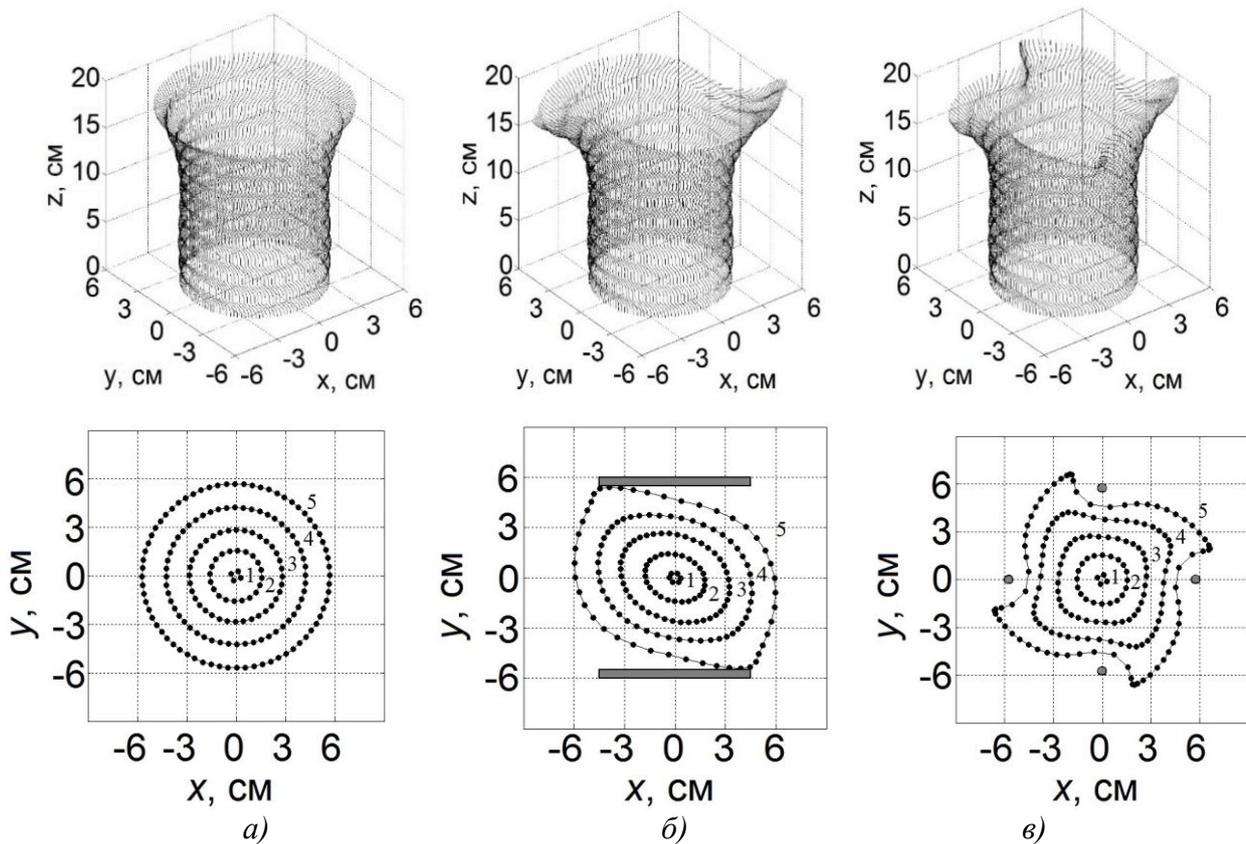


Рис. 3. Траектории краевых электронов и автограф пучка на мишени при разных токопроводах: а) симметричный токопровод; б) 2 шины; в) 4 шпильки

Параметры численного эксперимента: $E = 27$ кэВ, $r_b = 4,25$ см, ток пучка $I_b = 20$ кА, радиус и длина трубы дрейфа $R_C = 10,3$ см и $L = 18,5$ см, длина токопровода $l = 4$ см, ширина шины $h = 3 \dots 9$ см, $B_{z,max} = 1,7$ Кгс, у мишени – $B_z = 1$ кГс, уровень токовой нейтрализации $f_m = 0,555$.

В аксиально-симметричном ведущем поле пучок расширяется на выходе из канала транспортировки благодаря радиальной составляющей магнитного поля на краю соленоида и не происходит изменения симметрии пучка.

В магнитном поле токопровода в виде двух шин пучок имеет форму близкую к прямоугольнику, длина сторон которого зависит от размеров шин и их местоположения. В магнитном поле токопровода в виде 4-х шпилек или шин форма пучка на мишени близка к квадратной.

На автограф пучка влияет уровень токовой нейтрализации. При увеличении токовой нейтрализации уменьшается собственное магнитное поле пучка и увеличивается роль радиальной составляющей ведущего магнитного поля на движение краевых электронов. Чем выше значение токовой нейтрализации, тем больше угол поворота автографа на мишени.

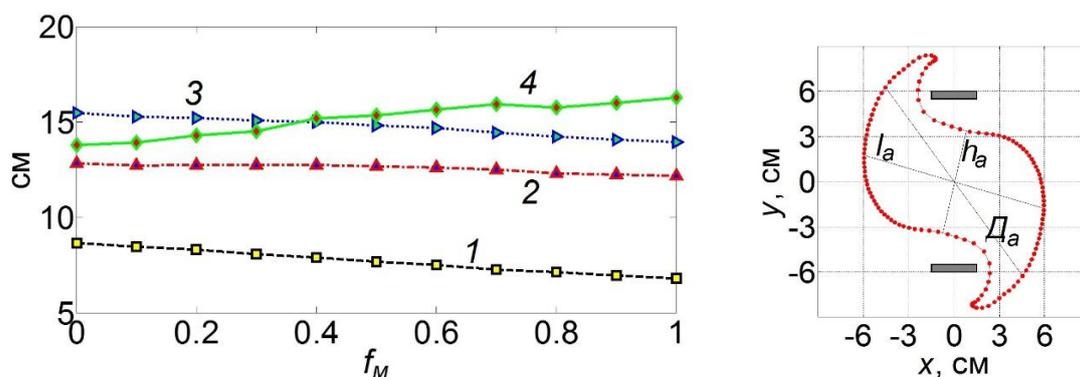


Рис. 4. Зависимость линейных размеров автографа пучка на мишени от f_M : 1- h_a , 2 - l_a , и 3 - $D_a = (h_a^2 + l_a^2)^{0.5}$, 4 - D_a

На рис. 4 показана зависимость линейных размеров автографа от f_M ($I_b = 30$ кА). На конфигурацию автографа влияют ток пучка и градиент магнитного поля на выходе из канала транспортировки вблизи мишени. Сравнение расчетных и измеренных линейных размеров D_a и D_a позволяет судить о близости прямоугольного автографа пучка к идеальному.

Экспериментальное определение степени токовой нейтрализации нерелятивистского пучка весьма затруднительно. Исследуя же трансформацию пучка, можно из сравнения расчетных и экспериментальных автографов, полученных при одинаковых параметрах, сделать вывод относительно уровня токовой нейтрализации, которая в данном случае может быть $\sim 0,4 \dots 0,5$.

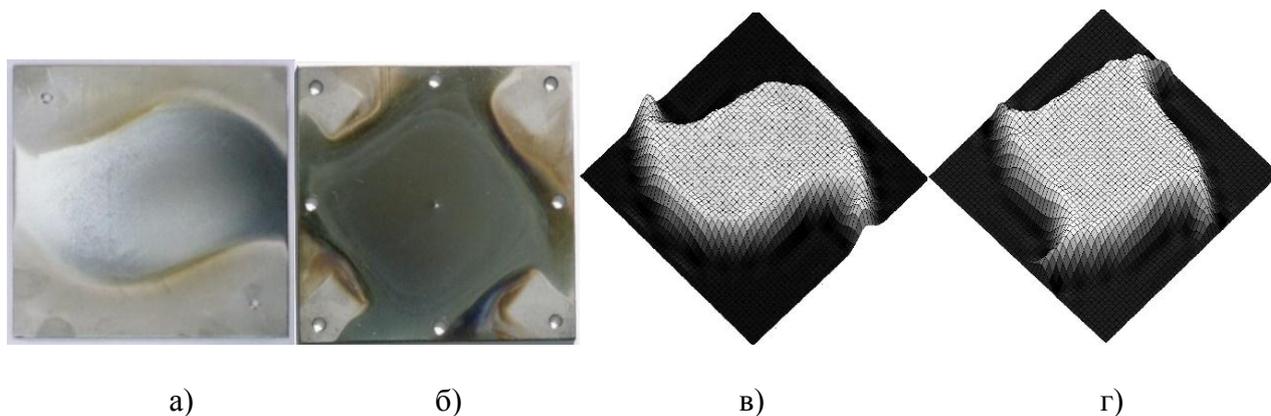


Рис. 5. Экспериментальные (а, б) и расчетные (в, г) автографы пучка; токопровод 2 шины (а, в) и 4 шины (а, г) автографы пучка при различных токопроводах

На рис. 5 а, б показаны экспериментальные автографы пучка (полученные Озуром Г.Е. и Карликом К.В.), а на рис. 5 в, г показаны автографы пучка, полученные численными расчетами. Результаты расчетов показывают хорошее согласие с экспериментами.

Численное исследование влияния магнитного поля тока мишени на конфигурацию пучка при различных токопроводах показало, что оно не существенно по сравнению с магнитным полем токопровода.

В третьей главе проводится численное исследование использования цилиндрической ферромагнитной вставки для фокусировки и управления распределением плотности тока пучка. Численно исследуется влияние геометрических размеров и свойств материала цилиндрических вставок (сплошной и полый) на распределение плотности пучка на коллекторе в аксиально-симметричном магнитном поле и в магнитном поле обратного токопровода. Проводится сравнение с экспериментом.

Изменить распределение направляющего магнитного поля в конце трубы дрейфа можно с помощью ферромагнитной цилиндрической вставки, расположенной непосредственно за мишенью (рис. 6). Данный способ является привлекательным поскольку не требует никаких изменений в конструкции соленоида и позволяет управлять плотностью тока пучка на мишени. Распределение суммарного магнитного поля соленоидов и ферромагнитной вставки с намагниченностью $7,5 \times 10^5$ А/м представлено на рис. 6: сплошной цилиндр (рис. 6 б) с радиусом $R_f = 5$ см и высотой $l = 6$ см; полый цилиндр (рис. 6 в) с радиусами $R_{f1} = 4,8$ см и $R_{f2} = 8$ см и высотой $l = 4$ см.

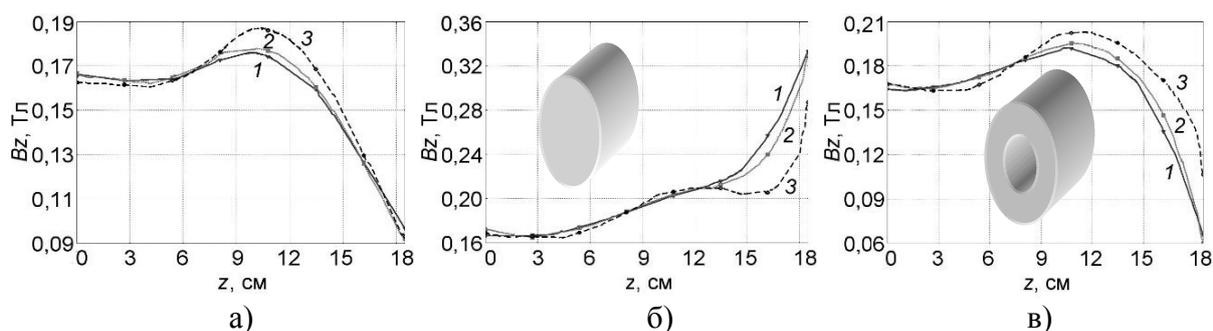


Рис. 6. Распределение вдоль канала транспортировки магнитного поля соленоидов (а), суммарного магнитного поля соленоидов и ферромагнетика сплошного (б) и полого (в) на разных радиусах; 1 – $r=0$ см; 2 – 2 см; 3 – 4 см

Проведено исследование распределения плотности пучка при различных значениях намагниченности ферромагнетика а) $7,5 \times 10^5$ А/м (CoPt), и б) – $1,5 \times 10^6$ А/м (Fe_4N) (рис. 7). Со сплошной вставкой происходит фокусировка пучка (кривые 2) при этом изменения конфигурации распределения плотности электронов не происходит; а с полый вставкой - перераспределение плотности по радиусу (кривая 3): плотность в центре пучка уменьшается и на краях увеличивается. С увеличением намагниченности полый вставки (кривая 3) радиус автографа пучка стремится к внутреннему радиусу вставки. Фокусировка пучка увеличивается с увеличением намагниченности материала вставки, т.к. увеличивается положительный градиент магнитного поля в

области мишени, но при этом перераспределение плотности электронов по радиусу почти не происходит. (рис. 7 кривая 2).

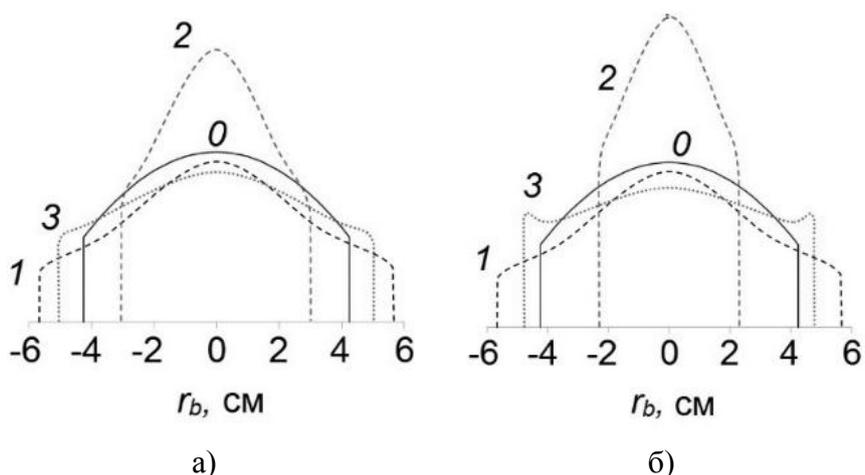


Рис. 7. Распределение плотности пучка на входе в трубу дрейфа (0), на мишени без ферромагнетика (1), со сплошным (2) и полым (3) ферромагнетиком

Как видно из рис.8 а, если относительный радиус сплошного ферромагнетика $0,5 < R_f/r_{b0} < 5$, то имеет место сжатие пучка на мишени, так как в этом случае градиент суммарного магнитного поля положительный на выходе из трубы дрейфа. При $0,1 < R_f/r_{b0} < 0,5$ может происходить перераспределение плотности электронов в сечении пучка (особенно в центре сечения) за счет разных знаков градиента суммарного магнитного поля в центре и на краю пучка в области мишени. При радиусе вставки значительно превышающем радиус пучка $R_f/r_{b0} > 5$ магнитное поле ферромагнетика практически однородное в области коллектора, краевые эффекты его не существенны, а отрицательный градиент поля магнитной катушки обуславливает увеличение радиуса пучка на мишени.

В случае полый вставки (рис.8 б) внешний радиус вставки R_{f2} больше радиуса пучка на мишени без вставки r_b ($r_b/r_{b0} = 1,38$) и сжатие пучка на мишени происходит, если $R_{f1} < 0,7r_b$. Расчеты показали, что в области $0,55 < R_{f1}/r_b < 0,9$ распределение плотности электронов на мишени близко к однородному. Увеличение плотности на краях пучка связано с влиянием краевых эффектов внешней границы полый вставки.

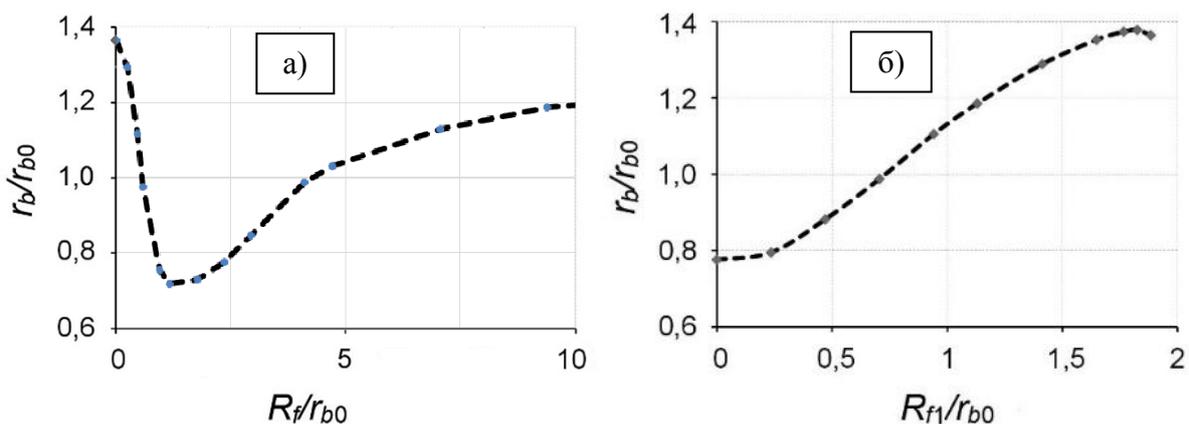


Рис. 8. Зависимость радиуса автографа пучка от радиуса сплошной (а) и внутреннего радиуса полый (б) ферромагнитной вставки

Проведено исследование влияния продольных размеров вставок на автограф пучка. С увеличением длины полой вставки происходит уменьшение суммарного магнитного поля на оси и увеличение на краях мишени, что приводит к перераспределению плотности электронов пучка на мишени.

Расчетные и экспериментальные измерения радиального распределения магнитного поля для ферромагнитных цилиндрических полых вставок с внутренним радиусом 1 см различных размеров показаны на рис. 9, ($\mu \approx 1000$). На рис. 10 представлены фотографии пучка автографов, полученные в эксперименте [3].

В таблице 1 представлены экспериментальные и расчетные значения диаметров автографов пучка с ферромагнитной вставкой разной геометрии. По полученным результатам видно, что диаметры расчетных автографов пучка близки к экспериментальным. С ферромагнитной вставкой, как видно из рис. 11, происходит перераспределение плотности тока пучка на мишени (кривые 1-4).

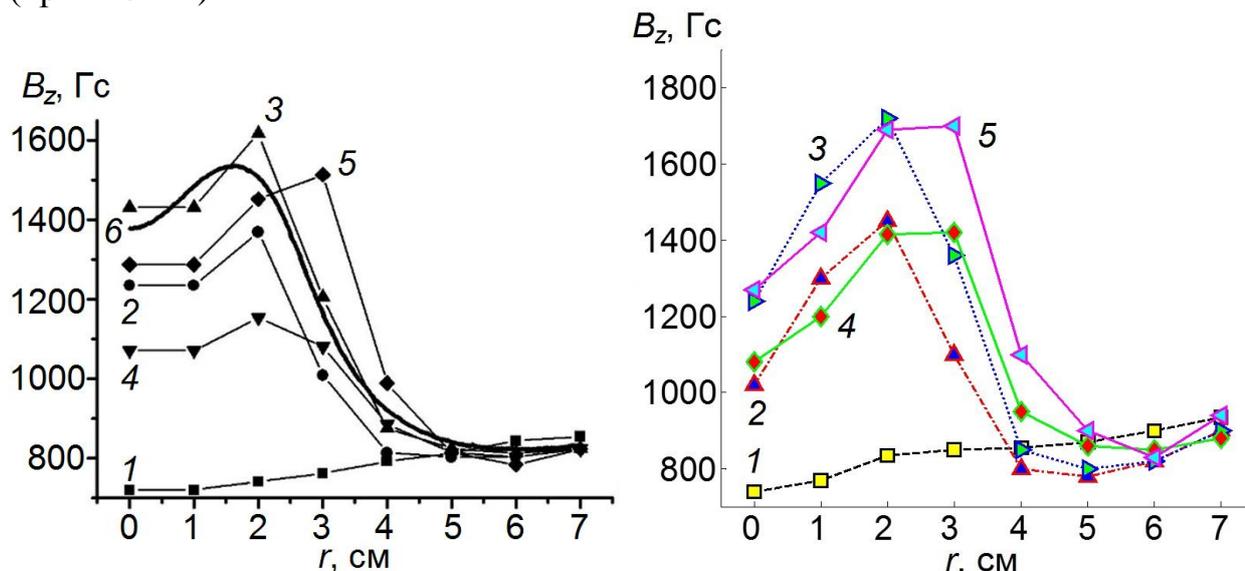
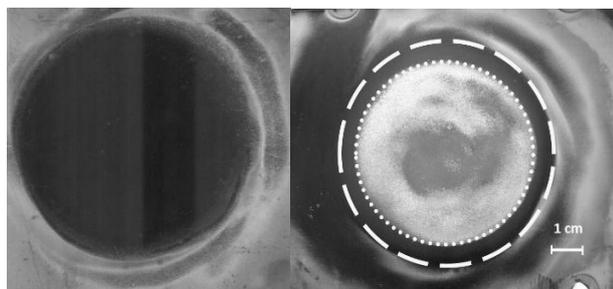


Рис. 9. Экспериментальное [3] и расчетное распределение B_z по радиусу около мишени: 1 – нет вставки; 2 – Ø 48 мм и $l = 60$ мм; 3 – Ø48 мм и $l = 120$ мм; 4 – Ø60 мм и $l = 60$ мм; 5 – Ø60 мм и $l = 120$ мм; 6 – кривая для вставки с Ø48 мм и $l = 120$ мм



а) б)
Рис. 10. Автограф пучка на мишени: а) нет вставки; б) вставок с Ø 48 мм и $l = 120$ мм; коллектор из нержавеющей стали

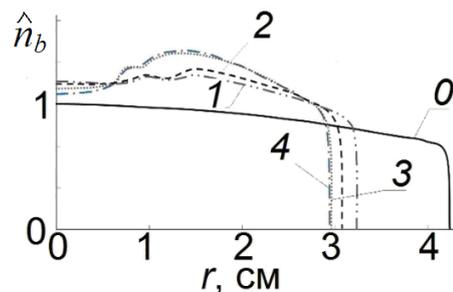


Рис. 11. Относительное распределение плотности пучка на мишени: 0-нет ферромагнетика; 1 – Ø 48мм, $l = 6$ см; 2 – Ø 60мм, $l = 6$ см; 3 – Ø 48мм, $l = 12$ см; 4 – Ø 60мм, $l = 12$ см

Таблица 1. Значения диаметров автографов пучка с ферромагнитной вставкой

Вставка	Эксперимент		Расчет
	(Ток пучка)	(Диаметр ядра автографа пучка на мишени)	(Диаметра автографа пучка на мишени)
Ø 48мм, $l = 6\text{см}$	20.4 кА	---	66 мм
Ø 48мм, $l = 12\text{см}$	22.1 кА	61 мм	63 мм
Ø 60мм, $l = 6\text{см}$	21.8 кА	60 мм	61 мм
Ø 60мм, $l = 12\text{см}$	22.2 кА	60 мм	60 мм

Из результатов численного моделирования следует, что на мишени со свойствами ферромагнетика может происходить фокусировка пучка, если радиус мишени меньше радиуса пучка на входе в трубу дрейфа.

В четвертой главе

1. Проводятся оценки времени зарядовой нейтрализации электронного пучка и плотности плазменного канала, моделируется (PIC код) транспортировка пучка (с током 50 А и плотностью электронов пучка $1,5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$) в ведущем магнитном поле 100 Гс в плазменном канале при плотности плазмы $10^8 \dots 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

2. С применением метода крупных частиц исследуется транспортировка интенсивного электронного пучка (с током $I_b = 1100 \text{ А}$ 1,1 кА) без ведущего магнитного поля в плазменном канале на расстояние 70 см, радиус трубы дрейфа 8 см, входной радиус пучка 7 см, энергия электронов 30-60 кэВ ($n_b = 4.1-3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$).

При токопрохождении пучка основные потери происходят за счет тока электронов на стенку трубы дрейфа. На рис. 12 показана зависимость тока пучка на коллектор и трубу дрейфа от концентрации плазмы. На левой ветви кривой плотность плазмы меньше плотности пучка. Это имеет место при низкой концентрации рабочего газа или на фронте тока пучка, когда скорость поступления электронов пучка больше скорости ионизации газа в области кроссовера. На правой ветви уменьшение тока коллектора связано с рассеянием электронов по скоростям при их взаимодействии с плазмой. Потери тока пучка возрастают с уменьшением начальной энергии электронов пучка (кривая2).

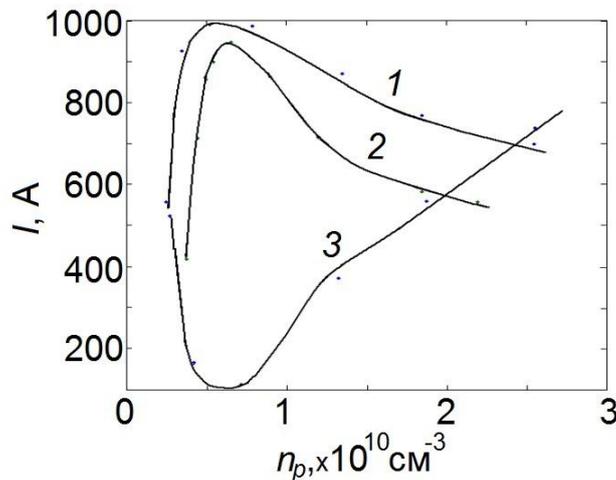


Рис. 12. Зависимость тока на мишень (1 и 2) и трубу дрейфа (3) от плотности плазмы: 1, 3 – $E = 60$ кэВ, 2 – 30 кэВ

Численное исследование показало, что распределение плотности тока тока зависит от концентрации плазмы и ее радиального профиля. Радиальная неоднородность плазменного канала приводит к обострению распределения плотности тока интенсивного электронного пучка на мишени. На рис. 13 показано распределение плотности тока пучка, инжектируемых с током 1000 А и энергией 60 кэВ в трубу дрейфа с распределением плотности плазмы:

$$n_p = \begin{cases} 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, & r < 3.5 \text{ см} \\ 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, & 3.5 \text{ см} \leq r \leq 8 \text{ см} \end{cases}$$

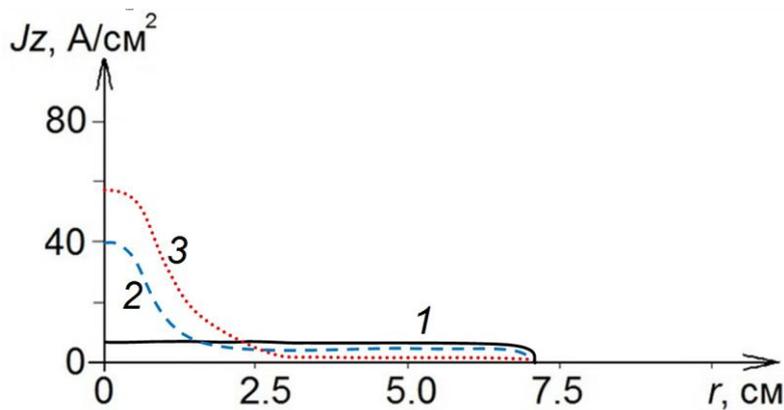


Рис. 13. Распределение плотности тока пучка по радиусу при разных координатах $z = 1)$ 3 см; 2) 25 см; 3) 70 см

В эксперименте [5] получен автограф пучка диаметром 4 см при токе пучка 700 А на коллекторе. При этом диаметр эмиссионного окна был 7 см, энергия электронов 60 кэВ.

При транспортировке электронного пучка в аксиально-симметричном магнитном поле с градиентом 14 Гс/см получено практически однородное распределение плотности тока на мишени при уменьшении потери тока на трубе дрейфа.

3. Проведено теоретическое исследование вторичной ионно-электронной эмиссии на увеличение токопрохождения интенсивного электронного пучка. На рис. 14-15 показана схема канала транспортировки и схема электрической цепи канала транспортировки.

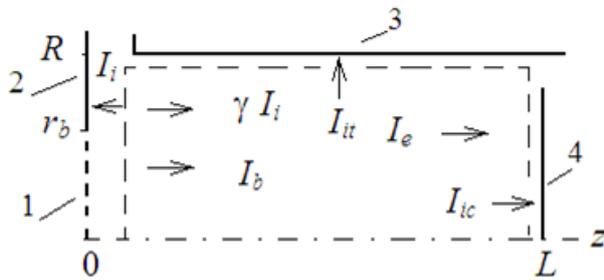


Рис. 14. Схема канала транспортировки и распределение потенциала в плазменном канале: 1 – эмиссионная сетка, 2 – катодный электрод, 3 – труба дрейфа, 4 – коллектор

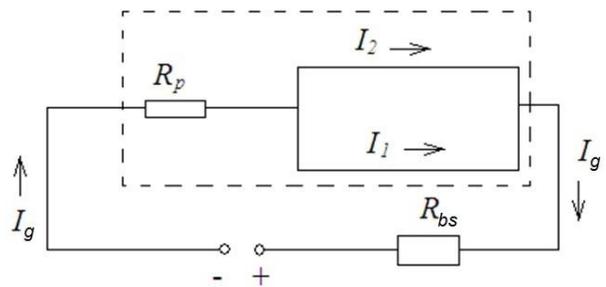


Рис. 15. Схема электрической цепи канала транспортировки: I_1 – ток коллектора; I_2 – ток трубы дрейфа

Для численных оценок токопрохождения в плазменном канале используем уравнения непрерывности тока

$$I_g = I_1 + I_2$$

и баланса заряженных частиц

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n_b \nu_b + n_s \nu_s + n_e \nu_e - \frac{n}{t_{ex}}$$

в состоянии равновесия, полагая, что все рождающиеся ионы уходят на торцы и стенки трубы дрейфа, где $n = n_e = n_i$, t_{ex} – время выхода заряженных частиц, $\nu_{b,s,e}$ – частоты столкновений электронов пучка, электронов за счет ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода и электронов плазмы с молекулами газа, приводящих к их ионизации.

Получены выражения для ионных токов на катодный электрод и стенку трубы дрейфа:

$$I_i = I_b \frac{S}{S_b} \frac{p}{A - p(\gamma + \eta_{eb})}, \quad (4) \quad I_{it} = I_b \frac{S_t}{S_b} \frac{p - p_0}{A - (p - p_0)(\gamma + \eta_{eb})}, \quad (5)$$

где $A = p / (n_i l_i \sigma_e)$ – обобщенный параметр; p_0 – давления газа, при котором избыточные ионы начинают поступать на боковые стенки канала транспортировки; $l_i = v_i t_{ex}$; v_i – скорость ионов, для аргона $\eta_{eb} = v_e / v_b \cong 3$; S_b, S, S_t – площади эмиссионной сетки, эмиссионного электрода и боковой поверхности канала транспортировки; γ – эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии из электродного материала. Для параметров эксперимента [4] $A \cong 0,2$.

Полученные выражения для ионных токов на катодный электрод и стенку трубы дрейфа (4) и (5), позволяют исследовать токопрохождение в зависимости от параметров системы: давления газа (рис. 16 а), ускоряющего напряжения, тока диода. Влияние ускоряющего напряжения U_{ac} на токопрохождение в

источнике с плазменным катодом определяется в основном эффективным коэффициентом $\gamma(U_{ac})$ (рис. 16 б).

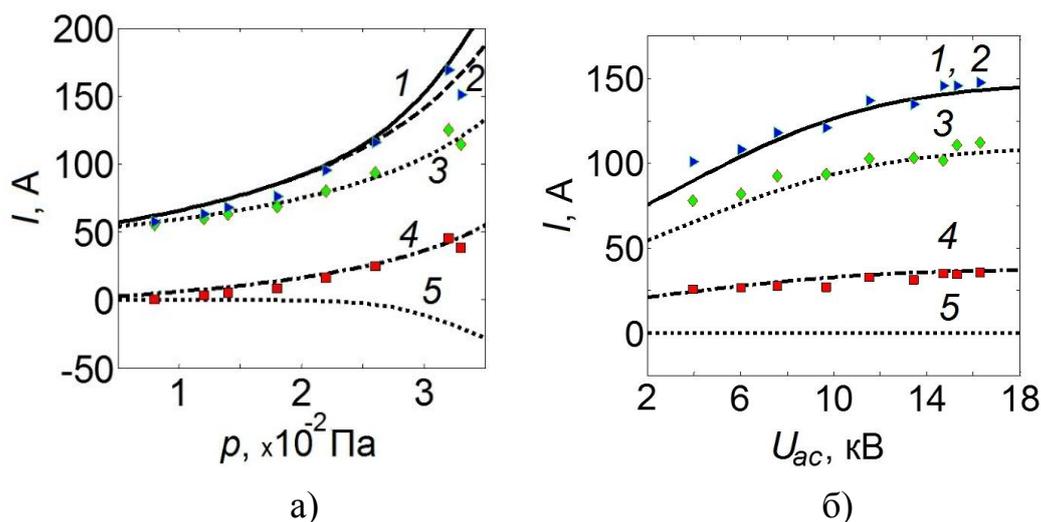


Рис. 16. Зависимости тока коллектора (1), тока в ускоряющем промежутке (2), полного тока эмиссии (3), ионного тока (4) и тока трубы дрейфа (5) от давления рабочего газа (а) и ускоряющего напряжения (б); точки – эксперимент [4]

Оценка концентрации газа $n_{gd} = p/(Al_i\sigma_e) \approx 10^{14}$ см⁻³ превышает концентрацию рабочего газа $n_g \approx 7 \times 10^{12}$ см⁻³ (для $p = 0,03$ Па). Это связано, во-первых, с тем, что в эксперименте давление газа в области эмиссионной сетки существенно выше, (в 4–5 раз [4]), чем в области коллектора. Во-вторых, увеличение давления газа, возможно, связано с десорбцией газа с поверхности электродов электронного источника и с коллектора под действием электронного пучка и ионного потока, В-третьих, во внешнем магнитном поле уменьшение длины свободного пробега электронов эквивалентно увеличению давления.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе:

1. Численным моделированием показано, что в сильноточных электронных источниках в конце канала транспортировки осуществляется трансформация пучка круглого сечения в квазипрямоугольную в аксиально-неоднородном магнитном поле, сформированном обратным токопроводом в виде плоских шин или шпилек, прикрепленных к коллектору-мишени. В случае двух шин форма поперечного сечения пучка близка к прямоугольной, а в случае четырех шин – к квадратной.

2. Преобразование формы поперечного сечения сильноточного электронного пучка возможна, если расстояние между краем пучка и ближайшими частями обратного токопровода не превышают диаметра пучка, а напряженность ведущего магнитного поля сравнима по порядку величины с напряженностью собственного магнитного поля пучка.

3. Численно показано, что автограф пучка на мишени и распределение плотности тока пучка зависят от геометрии токопровода, уровня токовой

нейтрализации, тока пучка и градиента ведущего магнитного поля в области токопровода. Разработанный алгоритм позволяет оценить степень токовой нейтрализации пучка из сравнения расчётных автографов пучка с экспериментальными по форме и углу поворота пучка как целого. Для сильноточного микросекундного пучка (с током 25 кА энергией электронов 30 кэВ) $\sim 0,4 \dots 0,5$.

4. Численным моделированием показано, что использование ферромагнитной вставки, расположенной непосредственно за мишенью, позволяет не только сфокусировать сильноточный электронный пучок, но также перераспределить плотность тока и плотность энергии пучка. Автограф пучка и распределение плотности электронов пучка на мишени зависят от материала и геометрии ферромагнитной вставки.

5. Показано, что с помощью сплошной ферромагнитной вставки с намагниченностью материала $M = 7,5 \times 10^5$ А/м можно фокусировать электронный пучок с сохранением формы распределения плотности электронов при относительном радиусе вставки $5 > R_{f2}/r_b > 1$. Перераспределение плотности электронов генерируемого электронного пучка можно осуществить с помощью полой цилиндрической вставки при относительных внешнем и внутреннем радиусах вставки: $5 > R_{f2}/r_b > 1$ и $R_{f1}/r_b < 0,7$. В области $0,55 < R_{f1}/r_b < 0,9$ распределение плотности электронов на мишени близко к однородному.

6. Из результатов численного моделирования следует, что на мишени со свойствами ферромагнетика может происходить фокусировка пучка, если радиус мишени меньше радиуса пучка на входе в трубу дрейфа.

7. Численно с применением метода крупных частиц, получено, что при транспортировке интенсивного электронного пучка распределение плотности тока пучка на мишени зависит от концентрации плазмы и ее радиального профиля. Показано, что без магнитного поля токопрохождение килоамперного тока пучка радиусом 7 см и энергией электронов 60 кэВ на расстояние десятки см с наименьшими потерями осуществляется при концентрации плазмы $1 < n_p/n_b < 4$. Получено, что в радиально неоднородном плазменном канале распределение плотности тока пучка радиально неоднородное. В рассчитанной конфигурации аксиально-симметричного магнитного поля с градиентом 14 Гс/см получено однородное распределение плотности тока на мишени при уменьшении потери тока на трубе дрейфа.

8. Получены аналитические зависимости токов эмиссии, коллектора и трубы дрейфа от давления рабочего газа, ускоряющего напряжения и тока электронов пучка в плазменном канале с учетом ионно-электронной эмиссии с поверхности катодного электрода. Теоретические зависимости подтверждают увеличение тока эмиссии в эксперименте за счет ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода электронного источника с плазменным катодом.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

1. Ле Х.З. Сильноточная электронная пушка / Г.Е. Озур, К.В. Карлик, Т.В. Коваль, Х.З. Ле / Патент 2446504 Российская Федерация. Патентообладатель: ИСЭ СО РАН. Опубликовано 27.03.2012.
2. Ле Х.З. Исследование основных механизмов энергетических потерь транспортируемого электронного пучка в плазменных системах / В.П. Григорьев, Т.В. Коваль, Х.З. Ле // Известия вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – №. 11/2. – С. 101–106.
3. Ле Х.З. Трансформация в канале транспортировки поперечного сечения электронного пучка компенсированного по заряду / Т.В. Коваль, Х.З. Ле // Известия Томского политехнического университета. – 2010. – Т. 317. – № 2. – С. 129–132.
4. Ле Х.З. Управление формой поперечного сечения нерелятивистского сильноточного электронного пучка с помощью обратных токопроводов / Г.Е. Озур, В.П. Григорьев, К.В. Карлик, Т.В. Коваль, Х.З. Ле // Журнал технической физики. – 2011. – Т. 81. – Вып. 9. – С. 100–104.
5. Ле Х.З. Влияние токовой нейтрализации и геометрии обратного токопровода на трансформацию низкоэнергетического сильноточного пучка в плазменном канале / Т.В. Коваль, Х.З. Ле // Известия Томского политехнического университета. – 2012. – Т. 320. – №. 2. – С. 43–47.
6. Ле Х.З. Моделирование транспортировки сильноточного низкоэнергетического электронного пучка в плазменном канале в неоднородном магнитном поле / Т.В. Коваль, Х.З. Ле // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – №. 1/2. – С. 103–108.
7. Le H.D. Investigation of the magnetic fields influence of coils, bus-bars, and ferromagnetic insert on the low-energy electron beam / T.V. Koval, H.D. Le // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т.55. – №. 12/2. – С. 189–192.
8. Le H.D. Investigation of influence of the plasma channel inhomogeneity on current-passage of the low-energy high-current electron beam / H.D. Le, T.V. Koval // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т.55. – №. 12/2. – С. 193–196.
9. Ле Х.З. Исследование влияния ферромагнитной вставки на распределение плотности низкоэнергетического электронного пучка / Т.В. Коваль, Х.З. Ле // Известия Томского политехнического университета. – 2013. – Т.323. – № 2. – С. 127–131.
10. Ле Х.З. Численное исследование транспортировки низкоэнергетического электронного пучка в плазменном канале / Т.В. Коваль, Х.З. Ле // IV Международный Крейнделевский семинар «Плазменная эмиссионная электроника». – г. Улан-Удэ, 25–30 июня, 2012. – С.46–51.
11. Ле Х.З. Динамика электронов плазмы на фронте тока пучка // Молодежь и современные информационные технологии: Сборник трудов VII Всероссийской научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск, 25–27 февраля 2009. – Томск: СПБ Графикс, 2009. – С. 153–154.

12. Ле Х.З. Исследование механизма энергетических потерь транспортируемого длинноимпульсного электронного пучка в плазменной системе // Молодежь и современные информационные технологии: Сборник трудов VIII Всероссийской научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск, 3–5 марта 2010. – Томск: СПБ Графикс, 2010. – С. 170–171.
13. Le H.D. Transformation of a circular, non-relativistic, high-current electron beam into a rectangular one / H.D. Le, V.P. Grigoriev, T.V. Koval, G.E. Ozur, K.V. Karlik // 16th International Symposium of High Current Electronics: Proceedings. – Tomsk, September 19–24, 2010. – Tomsk: Publishing House of the IOA SB RAS, 2010. – С. 116–119.
14. Ле Х.З. Исследование влияния токовой нейтрализации и геометрии токопроводов на конфигурацию сильноточного электронного пучка на мишени в плазменной системе // Молодежь и современные информационные технологии: сборник трудов IX Всероссийской научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск, 11–13 Мая, 2011. – Томск: Изд-во СПБ Графикс, 2011. – Т. 1. – С. 110–111.
15. Ле Х.З. Исследование влияния токовой нейтрализации и геометрии обратного токопровода на конфигурацию низкоэнергетического сильноточного пучка в плазменном канале / Т.В. Коваль, Х.З. Ле // Физика низкотемпературной плазмы. Материалы всероссийской (с международным участием) конференции. – Петрозаводск, 21–27 Июня 2011. – Петрозаводск: ПетрГУ, 2011. – Т. 1. – С. 139–142.
16. Ле Х.З. Токопрохождение электронов в источнике с плазменным эмиттером при отсутствии тормозящего потенциала коллектора / Х.З. Ле, Т.К. Фам // Международный научно-исследовательский журнал ISSN 2303-9868. – №7(14) 2013. – С. 37–40.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Озур Г.Е. Источник широкоапертурных низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом на основе отражательного разряда / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, К.В. Карлик // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 5. – С. 1–8.
2. Девятков В.Н. Получение сильноточных низкоэнергетических электронных пучков в системах с плазменным эмиттером / В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, П.М. Щанин // Известия высших учебных заведений. – 2001. – № 9. – С. 36–43.
3. Karlik K.V. The Use of Ferromagnetic Insert for Control of Energy Density Profile of High-Current Electron Beam / K.V. Karlik, G.E. Ozur, L.A. Zyulikova // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2012. – Т. 55. – №10/3. – С. 150–153.
4. Григорьев С.В. Эффект усиления эмиссии при генерации низкоэнергетического субмиллисекундного электронного пучка в диоде с

сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы / С.В. Григорьев, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, А.Д. Тересов // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36. – Вып. 4. – С. 23–31.

5. Воробьев М.С. Источник электронов с многодуговым плазменным эмиттером / М.С. Воробьев, В.Н. Девятков и др. // Труды IV международного Крейнделевского семинара «Плазменная электроника». – 2012. – С. 29–33.