

На правах рукописи

Озур Григорий Евгеньевич

**ИСТОЧНИКИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИЛЬНОТОЧНЫХ  
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ  
НА ОСНОВЕ ПУШЕК С ПЛАЗМЕННЫМ АНОДОМ  
И ВЗРЫВОЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ**

05.27.02 – вакуумная и плазменная электроника

*АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора технических наук*

Томск - 2008

Работа выполнена в Институте сильноточной электроники СО РАН, г. Томск.

Научный консультант: доктор физико-математических наук,  
профессор Проскуровский Дмитрий Ильич

Официальные оппоненты: доктор технических наук, старший научный  
сотрудник Коваль Николай Николаевич

доктор технических наук, старший научный  
сотрудник Ремнев Геннадий Ефимович

доктор технических наук, доцент  
Бурдовицын Виктор Алексеевич

Ведущая организация: Институт ядерной физики Сибирского отделения  
Российской Академии наук, г. Новосибирск.

Защита состоится 30 сентября 2008 года в 15-00 часов на заседании  
диссертационного совета Д 003.031.01 в Институте сильноточной  
электроники СО РАН (634055, г. Томск, пр-т Академический, 2/3)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института сильноточной  
электроники СО РАН.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2008 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
доктор физико-математических  
наук

Рыжов В.В.

## Общая характеристика диссертационной работы

### *Актуальность темы исследований*

Модификация поверхностных слоев материалов пучками заряженных частиц и потоками плазмы является одним из важных направлений развития науки и техники. Постепенно расширяется круг задач и областей применения электронных пучков, ионных пучков и плазменных потоков в научных исследованиях и на практике. Высокая энергетическая эффективность источников электронных и ионных пучков, генераторов плазмы, широчайший диапазон параметров, экологическая чистота пучково-плазменных технологий обуславливают существенные преимущества этих технологий по сравнению с традиционными технологиями, а зачастую делают их незаменимыми.

Среди методов поверхностной модификации особое место занимает термообработка с помощью *импульсных высокоинтенсивных* пучков заряженных частиц. Данный метод обладает целым спектром новых возможностей и преимуществ:

- кратковременность процесса облучения позволяет сконцентрировать энергию пучка в тонком приповерхностном слое (от долей до десятков микрон), модифицируя его без изменения свойств в объеме материала (изделия);
- высокие скорости нагрева и охлаждения (до  $10^{10}$  К/с) позволяют осуществить такие структурно-фазовые превращения в модифицируемом слое, которые невозможно осуществить в стационарном режиме. Например, формировать неравновесные поверхностные сплавы в системах «пленка-подложка», измельчать кристаллическую структуру металлов и сплавов;
- при импульсном плавлении и частичном испарении поверхностного слоя осуществляется его очистка от нежелательных примесей, инородных включений, растворенных газов, а также сглаживание поверхности.

Эффекты, реализуемые при импульсном облучении, позволяют улучшить многие функциональные свойства материалов и изделий: коррозионную стойкость металлов и сплавов, износостойкость режущего инструмента, штампов, узлов трения, усталостную прочность, повысить электрическую прочность вакуумной изоляции.

Весьма перспективными устройствами для импульсной термообработки поверхностных слоев материалов являются источники низкоэнергетических (< 40 кэВ) сильноточных электронных пучков (НСЭП).

Источники НСЭП впервые стали разрабатываться для воздействия на полупроводниковые материалы (отжиг ионно-легированных слоев). Ограничение сверху кинетической энергии электронов в данном случае вызывалось не только стремлением к технической простоте источников, но и необходимостью избежать наведения радиационных дефектов в полупроводнике, возникающих при высоких (> 100 кэВ) энергиях электронов.

Электронные пушки первых источников НСЭП, созданных в середине 70-х – начале 80-х годов, включали в себя планарный вакуумный диод со взрывоэмиссионным катодом. Использование данного вида катодов диктуется необходимостью обеспечения высокой плотности тока пучка ( $10^2$ - $10^3$  А/см<sup>2</sup> и

более).<sup>1</sup> Требование высоких значений плотности тока, а значит и полного тока пучка, кроме эмиссионных проблем неизбежно порождает проблемы формирования и транспортировки пучка, связанные с его собственным объемным зарядом и магнитным полем.

Источники НСЭП на основе вакуумных диодов, сыграв свою положительную роль на первом этапе исследований, достаточно быстро исчерпали себя – большие неоднородности потока в поперечном сечении, ограниченность длительности импульса на уровне  $\sim 100$  нс, низкий ресурс катода – вот далеко неполный перечень недостатков этих источников.

Существенного улучшения параметров НСЭП можно добиться путем предварительного заполнения ускоряющего зазора и пространства дрейфа пучка плазмой, т.е. перейти от вакуумных диодов к плазмонаполненным диодам.

Идеи генерирования сильноточных электронных пучков в плазмонаполненных системах восходят еще к работам А.А. Плютто и его группы, выполненным в 60-е годы прошлого столетия. Если ток питающего генератора больше хаотического электронного тока плазмы (т.е. ее эмиссионного тока), то в ней возникает двойной слой со значительным падением потенциала, ускоряющего электроны. На этой основе Д.В. Иремашвили с сотрудниками в 70-е годы были созданы первые сильноточные электронные пушки «с холодным катодом и плазменным анодом» на напряжения 60-80 кВ, током 40-50 кА, плотностью тока до  $20 \text{ кА/см}^2$  и длительностью 0,2-1,7 мкс.<sup>2</sup> Также, большой цикл исследований по генерации высокоэнергетических (100-170 кэВ) сильноточных электронных пучков ленточной конфигурации в пушке с плазменным анодом был выполнен в ИСЭ СО РАН - Г.П. Баженовым, О.Б. Ладыженским и их коллегами<sup>3</sup>.

Таким образом, автору и его коллегам требовалось ответить на два основных вопроса: возможно ли обеспечить эффективное возбуждение взрывной эмиссии на катоде при существенно более низких уровнях ускоряющего напряжения, чем у предшественников? Возможна ли при этих напряжениях эффективная транспортировка пучка к мишени и приемлемая для технологических целей однородность распределения плотности энергии (тока) по сечению пучка? Тем более что вопрос об однородности пучка в предыдущих работах не был решен. Это и определило цели и задачи диссертации.

### ***Цели диссертационной работы:***

- исследование физических процессов в сильноточных плазмонаполненных электронных пушках при сравнительно невысоких уровнях ускоряющего напряжения (до 40 кВ);

<sup>1</sup> Greenwald A.C., Kirkpatrick A.R., Little R.G., Minnucci J.A. Pulsed electron-beam annealing of ion-implanted damage // J. Appl. Phys. – 1979. - V. 50. - No. 2. - PP. 783-787.

<sup>2</sup> Иремашвили Д.В., Курильников С.В., Леонтьев Н.И., Осепашвили Т.А. Сильноточная электронная пушка с током 50 кА в импульсе // Письма в ЖЭТФ. – 1973. - Т. 17. - № 1. - С. 11-13.

<sup>3</sup> Баженов Г.П., Бакшт Е.Х., Бугаев С.П., Ладыженский О.Б., Осипов В.В. Формирование и транспортировка ленточных сильноточных электронных пучков в плазменном диоде со взрывоэмиссионным катодом // ЖТФ. – 1985. - Т. 55. - № 6. - С. 1210-1213.

- разработка на этой основе эффективных источников широкоапертурных НСЭП;
- применение данных источников для модификации поверхностных слоев материалов.

***Научная новизна работы заключается в следующем:***

1. Показано, что широкоапертурные низкоэнергетические сильноточные электронные пучки эффективно формируются в плазмонаполненных диодах со взрывоэмиссионным катодом, в том числе и в условиях безмасляного вакуума. Предварительное заполнение ускоряющего промежутка и пространства дрейфа пучка плазмой умеренной концентрации ( $10^{12}$ - $10^{13}$  см<sup>-3</sup>) обеспечивает не только эмиссию катода и высокую плотность тока пучка, но и удовлетворительную устойчивость пучка при транспортировке во внешнем ведущем магнитном поле, приемлемые для технологических целей однородность ( $\pm 15$ - $20\%$ ) и стабильность параметров от импульса к импульсу ( $\pm 10$ - $20\%$ ).

2. Предложена и реализована оригинальная схема сильноточной электронной пушки, отличающаяся тем, что плазменный анод в ней формируется при объемной ионизации рабочего газа с помощью сильноточного отражательного (пеннинговского) разряда. Катодами разряда при этом служат коллектор и собственно взрывоэмиссионный катод. Внешнее ведущее магнитное поле, служащее для транспортировки пучка, обеспечивает также зажигание и горение отражательного разряда.

3. Исследованы нестационарные процессы в слоях объемного заряда, протекающие в плазмонаполненных диодах при высокой скорости нарастания электрического поля. Получены расчетные зависимости предвзрывной напряженности электрического поля на катоде и плотности тока в двойном слое от времени при условии соизмеримости характерного времени пролета ионом слоя с длительностью фронта импульса напряжения. Результаты расчетов подтверждены экспериментально. Установлено также, что предельная плотность тока ускоренных электронов, проходящих через плоский бесстолкновительный двойной слой в однородной по концентрации плазме, равна половине произведения плотности заряда ионов плазмы на скорость электрона, набираемую им при прохождении двойного слоя:  $j_e = 0,5Ze n_a (2eU/m)^{1/2}$  ( $n_a$  – концентрация плазмы,  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $Z$  – средний заряд иона,  $U$  – ускоряющее напряжение). Данная плотность тока достигается при длительности фронта импульса напряжения много меньшей времени пролета ионом слоя.

4. Исследованы процессы возникновения электронных утечек и развития пробоя в сильноточной электронной пушке с плазменным анодом на основе сильноточного отражательного разряда. Показано, что эти процессы вызваны проникновением плазмы паразитного магнетронного разряда в пространство между катодом и корпусом пушки. Данные утечки приводят к ограничению длительности импульса тока пучка, причем увеличение радиального зазора между катодом и корпусом пушки не дает адекватного увеличения длительности импульса, в отличие от вакуумных диодов с магнитной

изоляцией. Локализация плазмы магнетронного разряда с помощью диафрагм увеличивает длительность импульса и энергию пучка в импульсе в среднем на 10-15%, улучшает чистоту процесса облучения.

5. Обнаружен эффект накопления ионов в приосевой области пучка, обусловленный быстрым ростом концентрации инжектируемых электронов во времени (практически в течение всего импульса), что характерно для сильноточных электронных диодов. Это вызывает появление некомпенсированного отрицательного объемного заряда и, следовательно, радиального электрического поля (в нашем случае до десятков кВ/см) в канале транспортировки пучка, несмотря на присутствие в канале избыточной плазмы. Накопление ионов под действием радиального электрического поля в приосевой области пучка, и, как следствие, увеличение его плотности тока (энергии) в этой области приводит к деформации даже исходно однородного распределения плотности тока. Компенсация этого негативного эффекта, осуществляется путем искусственного понижения концентрации плазмы в приосевой области по сравнению с периферийной областью.

6. Установлено, что ток НСЭП, транспортируемого в плазменном канале в ведущем магнитном поле, определяется не только концентрацией плазмы в канале транспортировки и скоростью движения эмиссионной границы катодной плазмы, но и отношением длительности фронта ускоряющего напряжения к времени пролета ионом двойного слоя (ускоряющего зазора), длиной канала транспортировки, а также геометрией обратного токопровода.

7. Предложен метод, обеспечивающий существенное увеличение ресурса многопроволочного катода и даже его регенерацию в случае предшествующего запыления поверхности катода парами материалов с низкими эмиссионными свойствами. Метод заключается в установке вспомогательной мишени из материала с высокими эмиссионными свойствами в сильных электрических полях на диафрагме, располагаемой между взрывоэмиссионным катодом и анодом отражательного разряда. Пары материала мишени, образующиеся при бомбардировке периферийными электронами пучка, осаждаются на катоде, улучшая его эмиссионные свойства.

### ***Практическая значимость***

1. Полученные научные результаты послужили основой для разработки и создания ряда оригинальных высокоэффективных источников НСЭП, обладающих уникальным набором параметров: при энергии электронов не более 40 кэВ ток пучка достигает 20-25 кА, плотность тока  $10^2$ - $10^3$  А/см<sup>2</sup>, диаметр пучка до 10 см, длительность импульса до 8 мкс, неоднородность плотности энергии по сечению пучка в пределах  $\pm 15$ -20%.

2. Созданные источники НСЭП успешно применялись и применяются для научных и технологических целей в Лаборатории вакуумной электроники и Отделе физической электроники ИСЭ СО РАН, а также переданы в Сумской институт модификации поверхности НАН Украины (г. Сумы, Украина), Всероссийский институт авиационных материалов (ВИАМ, Москва),

Даляньский технологический университет (Китай), японскую частную компанию **ITAC Ltd**.

3. Создан пилотный образец технологической установки, послуживший основой для мелкосерийного производства (100 штук) опытно-промышленных установок, используемых для финишной обработки (полировки) металлических штампов, а также финишной очистки и полировки металлических зубных протезов. Производство данных установок было осуществлено в 2003-2004 гг. по лицензии и при участии ИСЭ СО РАН японской частной компанией **ITAC Ltd** по заказу корпорации **Sodick**, выпускающей электроэрозионные станки. Кроме того, одна установка была поставлена в крупную японскую стоматологическую фирму **Wada Precision Dental Laboratory**.

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

1. Низкоэнергетические (до 40 кэВ) сильноточные электронные пучки эффективно формируются в пушках с плазменным анодом (при умеренной концентрации анодной плазмы:  $n_a \sim 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) и взрывоэмиссионным катодом, в том числе и в условиях безмасляной откачки. Оптимальным путем создания плазменного анода является объемная ионизация рабочего газа с помощью сильноточного отражательного разряда низкого давления. Катодами разряда при этом служат взрывоэмиссионный катод и коллектор пучка. Внешнее продольное магнитное поле обеспечивает не только зажигание и горение отражательного разряда, но служит также и для транспортировки пучка.

2. Плотность электронного тока в плоском бесстолкновительном двойном слое сильноточного плазмонаполненного диода увеличивается при уменьшении длительности фронта импульса ускоряющего напряжения. Причем при длительности фронта много меньшей времени пролета ионом слоя достигается максимальное значение плотности тока. В однородной по концентрации плазме данная плотность тока равна половине произведения плотности заряда ионов плазмы на скорость электрона, набираемую им при прохождении слоя.

3. В сильноточной электронной пушке с плазменным анодом на основе сильноточного отражательного разряда появление плазмы паразитного магнетронного разряда в пространстве между катодом и корпусом пушки вызывает значительные утечки электронного тока поперек силовых линий ведущего магнитного поля. Эти утечки приводят к пробоям и загрязнению обрабатываемых изделий продуктами эрозии корпуса пушки. Увеличение радиального зазора между катодом и корпусом пушки не дает адекватного увеличения длительности импульса пучка. Установка диафрагм, предотвращающих появление плазмы магнетронного разряда в этом зазоре, позволяет увеличить до 20% длительность импульса и энергию пучка в импульсе, а также значительно снизить поток продуктов эрозии на обрабатываемое изделие.

4. Нарастание концентрации инжектируемых электронов во времени, характерное для сильноточных диодов, вызывает появление некомпенсированного отрицательного объемного заряда в плазменном канале транспортировки низкоэнергетического сильноточного электронного пучка.

Это, в свою очередь, приводит к накоплению ионов в приосевой области пучка под действием радиальной компоненты электрического поля, и, как следствие, к увеличению плотности тока и энергии пучка в этой области. Улучшение однородности распределения плотности энергии по сечению пучка достигается искусственным понижением исходной концентрации плазмы в приосевой области по сравнению с периферийной областью.

5. Значительное увеличение ресурса многопроволочного взрывоэмиссионного катода в случае запыления его поверхности продуктами испарения мишеней, изготовленных из материалов с низкими эмиссионными свойствами, достигается путем осаждения на катод паров материала с высокими эмиссионными свойствами в сильных электрических полях. При этом источником паров последнего является диафрагма (или установленная на ней со стороны катода вспомогательная мишень), ограничивающая поперечные размеры столба анодной плазмы. Испарение диафрагмы или вспомогательной мишени происходит под действием бомбардировки их периферийными электронами формируемого в диоде пучка.

6. Созданные источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков обладают уникальным набором параметров: ток пучка до 25 кА, плотность тока  $10^2$ - $10^3$  А/см<sup>2</sup>, диаметр пучка до 10 см, длительность импульса до 8 мкс, неоднородность плотности энергии по сечению пучка  $\pm 15$ -20%. Источники успешно используются для решения задач поверхностной модификации металлических материалов: сглаживание микрорельефа, очистка поверхностного слоя, формирование поверхностных сплавов, повышение коррозионной стойкости, повышение электрической прочности вакуумной изоляции.

### *Личный вклад автора*

Автором лично выдвинуты основные идеи исследований, спланированы и проведены эксперименты, сделано большинство расчетов и оценок, проанализированы и осмыслены полученные данные, сформулированы положения, выносимые на защиту. В постановке задач и обсуждении полученных результатов принимали активное участие Д.И. Проскуровский и В.П. Ротштейн. Автор внес решающий вклад в разработку источников НСЭП, их создание, запуск в эксплуатацию и тестирование. Ряд важных экспериментов был выполнен совместно с Д.С. Назаровым и С.А. Поповым. Эксперименты по воздействию НСЭП на различные материалы проводились в тесном сотрудничестве с В.П. Ротштейном, А.В. Батраковым, А.Б. Марковым, К.В. Карликом. Численные расчеты при исследованиях нестационарных процессов в начальной стадии формирования НСЭП в плазмонаполненных диодах были выполнены совместно с М.Ю. Крейнделем, Е.А. Литвиновым и Е.В. Нефёдцевым. Другие соавторы, принимавшие участие в исследованиях и разработках по отдельным направлениям, указаны в списке работ по теме диссертации. Все результаты, составляющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

## *Апробация работы и публикации*

Основные результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на Всесоюзном (с 1992 года Всероссийском) симпозиуме по сильноточной электронике (1982, 1984, 1986, 1988 – Томск, 1990 – Екатеринбург, 1992 – Пермь-Москва, 2000, 2004, 2006 – Томск), Всероссийской конференции по модификации материалов пучками частиц и потоками плазмы (1996, 2000, 2002, 2004, 2006 – Томск), Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы (1989 – Новосибирск) Международной конференции по мощным пучкам частиц (1992 – Вашингтон, США, 1994 – Сан-Диего, США, 1996 – Прага, Чехия, 1998 – Хайфа, Израиль, 2000 – Нагаока, Япония, 2004 – Санкт-Петербург, Россия), Международной конференции по импульсной энергетике (1997 – Балтимор, США), Международном симпозиуме по электроизоляции и разрядам в вакууме (1990 – Санта Фе, США, 1992 – Дармштадт, ФРГ, 1994 – Москва-Санкт-Петербург, Россия, 1996 – Беркли, США), Международной конференции по явлениям в ионизованных газах (1991 – Пиза, Италия), Международной конференции по электронно-лучевым технологиям (1988 – Варна, Болгария), Международном симпозиуме по эффектам пространственного заряда в интенсивных низкоэнергетических пучках (1999 – Дубна), Международной конференции по плазме газового разряда и ее применению в технологии (2007 – Томск).

Основные результаты диссертации опубликованы в 26 статьях и 20 полнотекстовых докладах в трудах конференций и симпозиумов. Новые технические решения, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, защищены 8 российскими патентами и 1 патентом США.

## *Структура и краткое содержание диссертации*

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, и приложения. Объем диссертации составляет 287 страниц, включая 165 рисунков, 5 таблиц и список литературы из 226 наименований.

Во **Введении** приведены общая характеристика работы и защищаемые научные положения.

**Первая глава** представляет собой обзор литературы по различным источникам импульсных электронных пучков для поверхностной модификации материалов, разработанным в России (СССР) и за рубежом. Рассмотрены принципы действия источников и особенности генерации импульсных электронных пучков в вакуумных диодах со взрывоэмиссионным катодом, в диодах с плазменным катодом на основе газовых разрядов, а также в источниках пучков средних (60-170 кэВ) энергий на основе пушек с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом. Особое внимание уделено последнему типу источников, поскольку именно пушки с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом были выбраны автором как наиболее перспективные устройства для формирования широкоапертурных НСЭП.

Поскольку в сильноточных электронных пушках используются взрывоэмиссионные катоды, то обеспечение их эффективной работы является

первостепенной задачей при создании источников НСЭП. Поэтому первый раздел обзора (§1.1, п.1.1.1) посвящен вопросам возбуждения взрывной эмиссии.

Резкая зависимость времени запаздывания возбуждения взрывной эмиссии от напряженности поля диктует соответствующие подходы к созданию катодов высокопоточных электронных пушек и обеспечению условий их эффективной работы. Ясно, что чем большее количество эмиссионных центров одновременно возникает на катоде, тем быстрее они сольются в процессе разлета в сплошную плазменную эмитирующую поверхность, и тем меньше микронеоднородностей будет проявляться в формируемом пучке. Поскольку возбуждение взрывной электронной эмиссии происходит под действием автоэмиссионного тока большой плотности, то основным условием обеспечения взрыва как можно большего числа микроострий на катоде является создание достаточно сильного электрического поля ( $E_k > 400$  кВ/см) у его поверхности за максимально короткое время (обычно не более 10 нс). При этом довольно часто оказывается, что средней напряженности электрического поля, определяемой как отношение амплитуды импульса напряжения к ширине зазора между катодом и анодом, недостаточно для надежного и равномерного появления эмиссионных центров на всей поверхности катода. В этом случае дополнительное усиление электрического поля обеспечивается путем установки на катодной подложке с определенным шагом эмитирующих элементов с малым радиусом кривизны вершины. Такими элементами могут служить кольцевые выступы, проволоочки малого диаметра, тонкие фольги, лезвия, зубья, пучки графитовых волокон.<sup>4</sup>

Одним из наиболее предпочтительных катодных материалов является графит. При использовании графитового катода для возбуждения взрывной эмиссии требуются самые низкие электрические поля (300-400 кВ/см, а иногда и 150 кВ/см). Структура графита обеспечивает большую плотность шероховатостей с большим коэффициентом усиления поля. Неплохо зарекомендовали себя катоды из углеграфитовых волокон. В тех случаях, когда графит неприемлем по технологическим соображениям из-за вносимых загрязнений, могут использоваться медные эмиттеры в виде тонких проволочек.

В ряде случаев для обеспечения возбуждения взрывной электронной эмиссии на всех элементах катодов используют усиление электрического поля в месте контакта «металл–диэлектрик». Для этого на катоде размещают тонкие диэлектрические пластинки, к которым прижимаются ряды металлических зубьев, либо плоские металлические катоды инкрустируют диэлектрическими вставками. На эффекте усиления поля в тройной точке (ТТ) «металл-диэлектрик-вакуум» работают так называемые сегнетоэлектрические плазменные катоды.<sup>5</sup> К одной стороне пластины сегнетоэлектрика (например, титаната бария,  $\epsilon > 1000$ ) прижимается металлическая сетка, а с другой стороны нанесена металлическая плёнка, на которую подается пусковой импульс. При

<sup>4</sup> Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Взрывная эмиссия электронов // УФН. – 1975. - Т. 115. - № 1. - С. 101-120.

<sup>5</sup> Месяц Г.А. Электронная эмиссия из сегнетоэлектрических плазменных катодов // УФН, 2008, Т. 178, № 1, С. 85-108.

подаче пускового импульса во множестве ТТ возникают плазменные сгустки – эмиссионные центры, из которых с помощью вытягивающего электрода (экстрактора), питаемого от отдельной цепи, извлекается электронный пучок. С помощью таких катодов получены пучки с плотностью до  $150 \text{ А/см}^2$ , длительностью до 1 нс, энергией электронов  $10^4$ - $10^5$  эВ.

В разделе 1.1.2 (§ 1.1) рассмотрены источники широкоапертурных НСЭП на основе вакуумных диодов. Источники были разработаны, прежде всего, для импульсной электронно-лучевой обработки полупроводниковых структур. В данных источниках использовались преимущественно плоские графитовые катоды. Ограниченность амплитуды ускоряющего напряжения на уровне 40-50 кВ вынуждала использовать для достижения необходимой напряженности электрического поля на катоде малые (до 1,5-2 мм) межэлектродные промежутки. Ввиду дискретности образования эмиссионных центров приемлемой однородности пучка непосредственно на аноде получить не удавалось. В связи с этим анод выполнялся в виде сетки с высокой прозрачностью, а облучаемый образец располагался за анодом на коллекторе. При транспортировке пучка в эквипотенциальном пространстве между сеткой и коллектором электронные микропучки, эмитированные отдельными эмиссионными центрами, несколько размывались (если напряженность внешнего ведущего магнитного поля не была чрезмерной), что улучшало однородность пучка. Однако и при оптимальных магнитных полях субструктура пучка все-таки проявлялась, что связано с ограниченной длиной вакуумного канала транспортировки (~ 1-2 см).

Как и следовало ожидать, при малых длинах ускоряющего промежутка длительность импульса пучка не превышала 100-150 нс. Малая длительность также негативно сказывается на однородности пучка.

Исследования показали, что при транспортировке пучка решающую роль играют ионы анодной и коллекторной плазмы, возникающих при ионизации продуктов десорбции. Если пропускная способность зазора сетка-коллектор недостаточна для прохождения инжектируемого пучка, то вблизи сетки возникает виртуальный катод. Ионы (прежде всего анодной плазмы) движутся в сторону виртуального катода, стремясь компенсировать объемный заряд пучка. Виртуальный катод начинает двигаться в сторону коллектора, зазор между ними сокращается, что ведет к росту тока пучка, несмотря на спад ускоряющего напряжения. Наличие радиального провисания потенциала в пучке ведёт к накоплению ионов преимущественно в приосевой области, что в результате дает максимум плотности энергии в центральной части пучка.

Некоторого увеличения однородности пучка удалось добиться за счет транспортировки пучка в канале с диэлектрическими стенками, имевшем длину в 2-3 раза больше. Однако проблема однородности и в этом случае осталась нерешенной. К тому же продукты эрозии диэлектрика могут загрязнять облучаемую мишень.

Наряду с источниками НСЭП в п. 1.1.2 рассмотрены источники высокоэнергетических (100-400 кэВ, до  $6 \text{ МВт/см}^2$ , до  $500 \text{ Дж/см}^2$ ) пучков серии GESA, разработанных в НИИЭФА (Санкт-Петербург) Энгелько В.И. с

сотрудниками. Отличительными чертами данных источников являются резистивная развязка эмиттеров (это способствует их надежной параллельной работе, стабилизации эмиссионной границы катодной плазмы, и, следовательно, хорошей стабильности параметров пучка), а также триодная схема формирования пучка. Ускоряющая сетка, расположенная сравнительно недалеко от катода, соединена с «землей» через резистор, что предотвращает закорачивание питающего генератора. В то же время, пока ток в диоде мал, потенциал сетки близок к потенциалу «земли», что обеспечивает высокую напряженность поля на вершинах эмиттеров. Стабилизация эмиссионной границы позволяет получать пучки длительностью до 200 мкс. Применение источников типа GESA перспективно для задач, где толщина модифицируемого слоя составляет несколько десятков микрон.

В § 1.2 рассмотрены источники интенсивных электронных пучков с эмиттером электронов на основе плазмы газового разряда низкого давления (плазменным катодом). Плотность эмиссионного тока в таких источниках не превышает, как правило,  $100 \text{ А/см}^2$ , поэтому необходимая плотность энергии набирается за счет увеличения длительности импульса (до 200 мкс), а также за счет фокусировки пучка. С ростом длительности импульса, конечно, увеличиваются удельные затраты энергии на обработку единицы поверхности мишени вследствие роста потерь энергии на теплопроводность, однако, снижение температурных градиентов является весьма важным для большого класса задач поверхностной модификации.

Для формирования плазменного катода обычно используются различные типы газового разряда низкого давления. Для обеспечения высокой степени ионизации рабочего газа в плазменном эмиттере создаются условия для осцилляций электронов. Осцилляции электронов обусловлены либо отражениями от потенциальных барьеров приэлектродных слоев (электростатическая ловушка), либо наложением внешнего магнитного поля. Граница эмиссии, как правило, стабилизируется сеткой, размер ячейки которой сравним с толщиной приэлектродного слоя. Эти два метода являются основополагающими при создании источников заряженных частиц с плазменным эмиттером.<sup>6</sup>

Благодаря стабилизации эмиссионной границы и параметров плазмы, источники с плазменным катодом обладают целым рядом достоинств: широкий диапазон параметров, возможность независимой регулировки большинства из них. Например, независимость тока пучка от ускоряющего напряжения позволяет менять плотность энергии пучка без изменения энергии электронов. Большая длительность импульса позволяет реализовать при необходимости режимы облучения с умеренными скоростями нагрева и охлаждения поверхностного слоя и большим временем жизни расплава.<sup>7</sup>

В плазменных источниках электронов условие сеточной стабилизации накладывает ограничение на концентрацию эмитирующей плазмы. Поскольку

---

<sup>6</sup> Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов // М.: Атомиздат. – 1977. - 144 с.

<sup>7</sup> Коваль Н.Н., Щанин П.М., Девятков В.Н., Толкачев В.С., Винтизенко Л.Г. Установка для обработки поверхности металлов электронным пучком // ПТЭ. – 2005. - № 1. - С. 135-140.

реальные технологические возможности создания деформационно-стойких сеток таковы, что минимальный размер ячейки составляет доли миллиметра, то концентрация плазмы не превышает  $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а плотность тока –  $100 \text{ А/см}^2$ .

Не меньшую проблему в плазменных источниках электронов создают катодные пятна, которые могут появиться на сетке вследствие зарядки ионным током неметаллических включений и пленок и их последующего пробоя.<sup>8</sup> Появление катодных пятен приводит к быстрому пробое ускоряющего промежутка и часто к выгоранию витков сетки. В реальных источниках с плазменным эмиттером электронов концентрация плазмы, при которой вероятность появления катодных пятен становится существенной, также составляет около  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Однородность распределения плотности энергии (тока) по сечению пучка в источниках с плазменным катодом, созданных для модификации поверхностных слоев материалов, пока оставляет желать лучшего. Сравнительно невелик и диаметр пучка на мишени – в реальности не более 3-4 см. В перспективе эти проблемы могут быть решены, но следует иметь в виду, например, что увеличение диаметра пучка потребует пропорционального увеличения диаметра эмиссионной сетки, а это приведет к росту вероятности возникновения на ней катодных пятен и к пробое.

В § 1.3 рассмотрены уже упомянутые выше источники сильноточных электронных пучков с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом. Впервые сильноточные электронные пушки с плазменным анодом (рис. 1) были разработаны в Сухумском ФТИ в начале 70-х годов прошлого века и явились существенным шагом вперед в технике генерирования СЭП.<sup>9</sup> Выходные параметры пушки сразу оказались весьма впечатляющими: при ускоряющем напряжении 60-80 кВ ток пучка составил около 50 кА (примерно в 4,5-5 раз выше тока Альфвена!), плотность тока с катода до  $20 \text{ кА/см}^2$ , длительность импульса около 200 нс, коэффициент токопрохождения не менее 95%, стабильность токовых импульсов не хуже  $\pm 5\%$ .

Предложенный авторами механизм генерации пучка следующий. При срабатывании

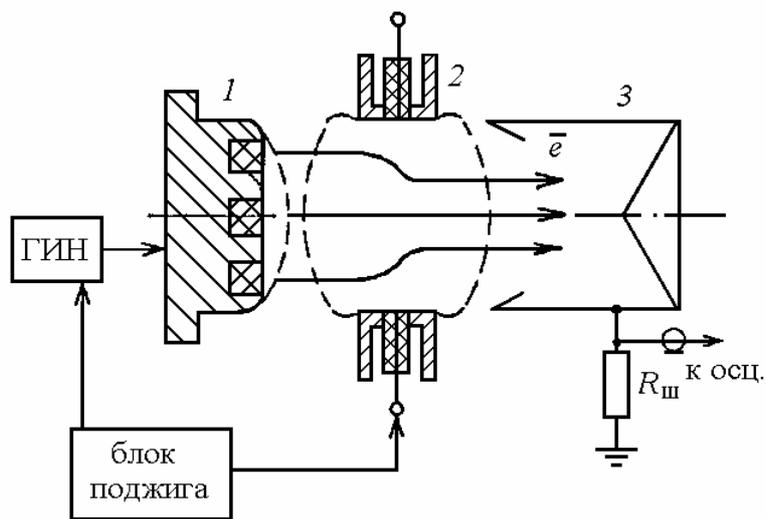


Рис. 1. Электронная пушка с плазменным анодом [2]. 1 – взрывоэмиссионный катод; 2 – анодный узел с искровыми источниками плазмы; 3 – цилиндр Фарадея; ГИН – генератор импульсных напряжений.

<sup>8</sup> Lutz M.A. The Glow to Arc Transition - A Critical Review // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1974. - V. 2. - No. 1. - PP. 1-10.

<sup>9</sup> Иремашвили Д.В., Курильников С.В., Осепашвили Т.А. Электронная пушка с холодным катодом на токи  $\sim 10^5 \text{ А}$  в импульсе // ПТЭ. – 1974. - № 5.- С. 26-28.

искровых источников анодная плазма заполняет ускоряющий зазор и пространство дрейфа пучка за единицы микросекунд. Характерные значения концентрации плазмы, измеренные зондовым методом, составляют  $(2-4) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Когда заполнение завершено, на катод подается импульс ускоряющего напряжения. Так как плазма обладает хорошей проводимостью, то она приобретает потенциал анодного электрода, который заземлен. Ускоряющее напряжение сосредотачивается между плазменной поверхностью и катодом. Уменьшение эффективного зазора приводит к резкому возрастанию напряженности электрического поля на катоде  $E_k$ , которое достигает по мнению авторов  $10^6-10^7 \text{ В/см}$ . Столь высокие значения  $E_k$  и интенсивная ионная бомбардировка катода приводят к появлению катодных пятен и образованию плотного прикатодного плазменного эмиссионного слоя. В промежутке катод-анод течет лавинообразно нарастающий биполярный поток заряженных частиц. В процессе отбора и ускорения электронов происходит зарядовая компенсация пучка, способствующая сжатию пучка под действием собственного магнитного поля, благодаря чему 95% пучка проходит через анодное отверстие и достигает цилиндра Фарадея. Длительность импульса пучка в данной пушке составляла около 150 нс и определялась параметрами генератора высоковольтных импульсов.

Таким образом, предварительное заполнение диода плазмой позволяет резко увеличить напряженность электрического поля на катоде и первичный электронный поток. Надо отметить однако, что приводимое авторами значение  $E_k = 10^6-10^7 \text{ В/см}$  никак не обосновано и явно завышено. Даже при идеально крутом фронте импульса напряжения напряженность поля составит  $E_k = (2en_a U / \epsilon_0)^{1/2} \approx 600-700 \text{ кВ/см}$ , где  $U$  – ускоряющее напряжение. При конечной же длительности фронта напряжения величина  $E_k$  будет еще меньше.

Неясен был и механизм столь высокой токопропускной способности диода, явно не соответствующей эмиссионной способности анодной плазмы. Действительно, если принять  $n_a = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а скорость движения анодной плазмы относительно катодной даже  $v_a = 10^7 \text{ см/с}$ , то плотность тока в двойном слое (ДС) составит согласно соотношению Чайлда-Ленгмюра (с учетом боровской составляющей ионного тока):

$$j_e = j_i (M/m)^{1/2} \approx en_a [0,4(2kT_e/M)^{1/2} + v_a](M/m)^{1/2} \leq 500 \text{ А/см}^2, \quad (1)$$

что примерно на полтора порядка величины меньше реально отбираемой с катода (около  $10 \text{ кА/см}^2$ ). Эту плотность тока нельзя объяснить распространением плотной плазмы, образующейся на кромке анодного электрода, к границе ДС, поскольку ток пучка возрастает до амплитудного значения за 50-60 нс после начала импульса. За столь короткое время плотная анодная плазма, движущаяся со скоростью не более  $10^6 \text{ см/с}$ , пройдет не более 0,5-0,6 мм, что намного меньше межэлектродного зазора.

Конечно, сфокусированные собственным магнитным полем пучки неприемлемы для целей поверхностной модификации материалов, поскольку здесь требуется однородное распределение плотности тока (энергии) по сечению пучка. Для предотвращения самофокусировки пучка необходимо

накладывая внешнее ведущее магнитное поле, что порождает ряд вопросов, связанных с формированием плазменного анода, поскольку инжекцию плазмы приходится осуществлять поперек силовых линий этого поля.

В конце Главы 1 приведены выводы и сформулированы основные задачи диссертационной работы:

- разработка и создание лабораторных источников НСЭП микросекундной длительности на основе пушек с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом как экспериментальной базы исследований;
- поиск методов создания плазменного анода с приемлемой однородностью при наличии ведущего магнитного поля;
- исследование динамики прикатодного слоя при быстром нарастании электрического поля, поиск методов эффективного возбуждения взрывной эмиссии при относительно низких значениях ускоряющего напряжения и умеренной концентрации наполняющей диод плазмы;
- исследование процессов формирования НСЭП в плазмонаполненных диодах, включая начальную нестационарную стадию протекания тока;
- изучение процесса транспортировки НСЭП в плазменном канале, прежде всего, с точки зрения его однородности, а также обеспечения необходимой величины тока и устойчивости пучка;
- исследование возможностей применения НСЭП для модификации поверхностных слоев материалов методом импульсного нагрева. При положительном эффекте предполагалось создание пилотных образцов установок для решения конкретных технологических задач.

Во **второй главе** рассмотрены вопросы формирования плазменного анода в сильноточных электронных пушках. Рассмотрены системы на основе искровых (дуговых) генераторов плазмы, а также системы, основанные на объемной ионизации рабочего газа.

В § 2.1 рассматривается формирование плазменного анода с помощью точечных (искровых) источников плазмы. Проанализированы результаты, полученные В. Бостиком<sup>10</sup> по инжекции плазмы поперек силовых линий магнитного поля. В. Бостик показал, что инжектируемый из торцевой пушки плазмоид имеет первоначально форму тора, который дрейфует поперек магнитного поля напряженностью до 8 кЭ со скоростью около 1 см/мкс. При одновременном срабатывании четырех пушек, расположенных по окружности, несмотря на сложный характер движения плазмоидов, свечение в центральной области выглядело достаточно однородным. Это давало шанс на формирование (за несколько микросекунд) плазменного облака с приемлемой однородностью.

Наши измерения, выполненные зондовым методом, показали, что это осуществимо. В наших экспериментах плазменный анод формировался 12-ю искровыми (дуговыми) источниками, расположенными по окружности отверстия в анодном электроде. Диаметр отверстия, составлял 3,4 см или 7 см. Конструктивно источники плазмы представляли собой резисторы ТВО с

---

<sup>10</sup> Bostik W.H. Experimental Study of Ionized Matter Projected across a Magnetic Field // Phys. Rev. D. - V. 104. - No. 2. - PP. 292-299.

ошлифованными до графитового сердечника торцами. Возбуждение дуги в генераторах плазмы осуществлялось при пробое по поверхности керамической оболочки резистора.

На рис. 2 представлены распределения концентрации плазмы по радиусу столба, полученные из осциллограмм ионного тока насыщения. Видно, что величина плотности ионного тока (концентрация) и ее радиальный профиль могут варьироваться за счет изменения диаметра диафрагмы, устанавливаемой на анодном электроде.

Таким образом, в этих экспериментах была показана принципиальная возможность создания квазиоднородного плазменного столба при инжекции плазмы поперек силовых линий внешнего магнитного поля, необходимого для транспортировки пучка.

В § 2.2 исследовано формирование плазменного анода с помощью объемной ионизации рабочего газа.

Использование газоразрядной плазмы вместо эрозионной плазмы имеет целый ряд преимуществ. Параметры эрозионной плазмы более нестабильны, чем газоразрядной, из-за нестационарного характера эрозии в дуге. Кроме того, эрозия электродов и диэлектрика плазменных пушек существенно ограничивает их надежность и ресурс работы. Продукты эрозии могут загрязнять обрабатываемую мишень, а энергетические затраты на создание плазменного анода неоправданно велики.

В п. 2.2.1 рассмотрены методы создания плазменного анода с помощью слаботоочного электронного пучка, эмитируемого термокатодом. В одном из вариантов термокатод располагался примерно посередине основного промежутка, т.е. между взрывоэмиссионным катодом и коллектором.<sup>11</sup> Термокатод был изготовлен из вольфрамовой проволоки диаметром 0,3 или 0,5 мм, сформованной в виде зигзага (меандра), что обеспечивало его высокую геометрическую прозрачность. Диаметр рабочей области термокатада составлял 3 см. Ток эмиссии термокатада варьировался от 0,1 до 1 А, амплитуда импульса напряжения смещения, ускорявшего электроны в обе стороны от катода составляла 200-300 В, а длительность – 10 мкс. Плазменный столб с концентрацией  $10^{11}$ - $10^{12}$  см<sup>-3</sup> создавался при ионизации остаточного газа в диапазоне давлений 0,013-0,13 Па. Весьма привлекательным свойством

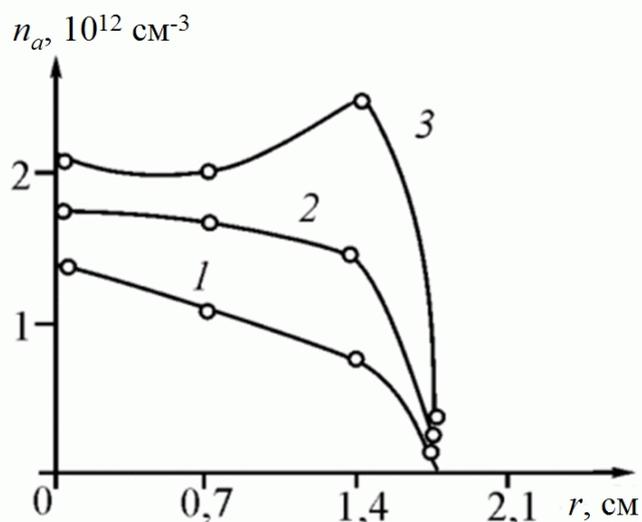


Рис. 2. Зависимости  $n_a(r)$ : 1 – диаметр отверстия в диафрагме  $\varnothing 20$  мм; 2 –  $\varnothing 25$  мм; 3 –  $\varnothing 30$  мм.  $\varnothing_{\text{анода}}$  – 3,4 см, расстояние от зондов до диафрагмы – 2 см, разрядный ток – 800 А,  $t = 3$  мкс,  $H = 1$  кЭ.

<sup>11</sup> Krastelev E.G., Agafonov A.V., Mikhalev P.S. A High-Current Non-Relativistic Electron Beam Generation in a Diode with Column-Like Plasma Anode // Proc. of 12<sup>th</sup> International Symposium on High Current Electronics. - Tomsk, Russia, Sept 24-29, 2000. - PP. 118-119.

ионизатора на основе термокатода является также высокая стабильность параметров плазмы от импульса к импульсу и хорошая управляемость. Конечно, расположение термокатода на пути основного пучка вызывает вопрос о его долговечности, но оценки показывают, что при плотности энергии пучка не более  $10 \text{ Дж/см}^2$ , срок службы вольфрамового термокатода может быть достаточно велик – не менее  $10^5$  импульсов.

В п. 2.2.2 описан предложенный нами метод создания плазменного анода с помощью сильноточного отражательного разряда (ОР) низкого давления (0,01-0,1 Па). Опорой наших исследований стали результаты по формированию столба плазмы с помощью такого разряда при сравнительно высоких давлениях газа (водород, до 100 Па).<sup>12</sup>

В нашем случае пеннинговская разрядная ячейка образована взрывоэмиссионным катодом **3**, коллектором **5** и анодом **4** (рис. 3). При этом продольное магнитное поле, создаваемое катушкой соленоида **8**, обеспечивает не только зажигание и горение ОР, но и транспортировку пучка. Заметим также, что наряду с пеннинговской областью разряда **1** имеется еще область коаксиального магнетронного разряда **2**, образованная анодом **4** и стенкой корпуса электронной пушки **6**.

Мы провели цикл исследований динамики перехода ОР низкого давления в сильноточную стадию, распределения токов по электродам и распределения концентрации ионов по сечению, а также механизма переноса тока в сильноточной стадии разряда.

Основные закономерности, обнаруженные нами сводятся к следующему.

1. При разряде в аргоне в диапазоне давлений 0,01-0,2 Па времена запаздывания перехода разряда в сильноточную стадию в 20-30 раз меньше значений, рассчитанных по известной формуле для перехода тлеющего разряда в дуговой. Возможными причинами этого могут быть наличие на катоде большой площади достаточного числа пленок и включений с относительно небольшими значениями пробивной напряженности поля (порядка сотен кВ/см) и усиление поля в пленке, если под ней находится микроострие.

2. Ток в сильноточном отражательном разряде переносится, в основном, электронами, эмитированными катодными пятнами. Скорость дрейфа

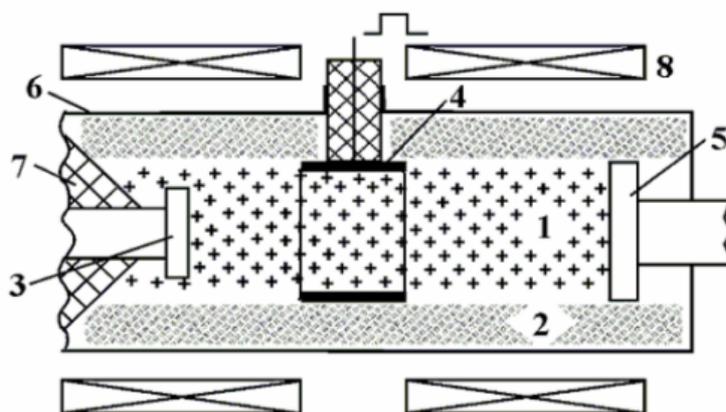


Рис. 3. Схема электронной пушки с плазменным анодом на основе сильноточного отражательного разряда. 1 – плазменный анод (пеннинговская область разряда); 2 – плазма магнетронной области разряда; 3 – взрывоэмиссионный катод; 4 – кольцевой анод; 5 – коллектор; 6 – корпус; 7 – изолятор; 8 – соленоид.

<sup>12</sup> Аржанников А.В., Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Койдан В.С. Получение плотного плазменного столба в сильном магнитном поле и его диагностика лазерными методами // Физика плазмы. – 1984. - Т. 10. - № 1. - С. 175-182.

электронов на анод примерно на два порядка величины превышает диффузионную. Это обуславливает слабую зависимость тока разряда от давления газа и магнитного поля.

3. Несмотря на то, что концентрация плазмы в магнетронной области разряда в 3-5 раз меньше, чем в пеннинговской части разряда, но ввиду значительного объема, занимаемого этой плазмой, она может вызвать существенные радиальные утечки тока на стадии генерации пучка и, следовательно, сокращение длительности импульса пучка. При разработке конструкции электронной пушки это необходимо иметь в виду и предпринимать меры по уменьшению утечек.

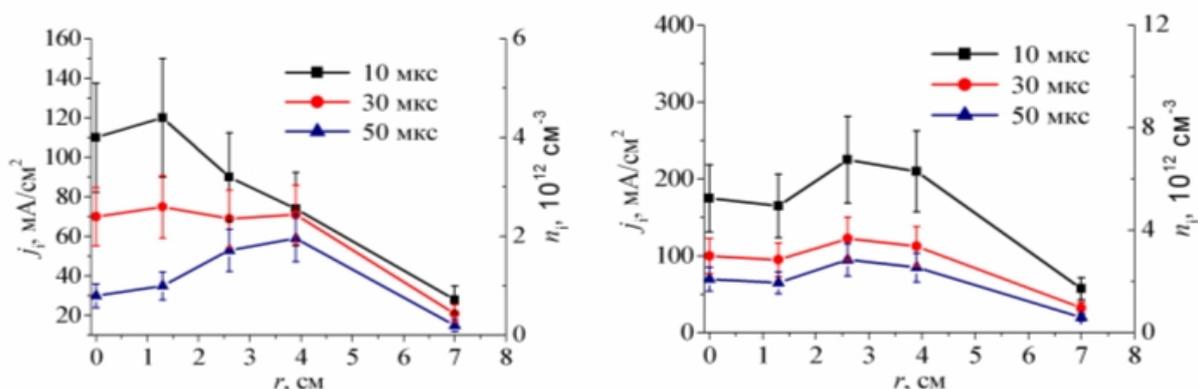


Рис. 4. Распределения плотности ионного тока насыщения и концентрации ионов в различные моменты времени от начала сильноточной стадии разряда. Давление аргона – 0,06 Па, амплитуда тока разряда 80 А (слева) и 150 А (справа),  $B = 0,1$  Тл.

4. Изменение тока разряда и времени задержки подачи ускоряющего напряжения на катод позволяет варьировать распределение концентрации ионов по радиусу, что дает возможность управлять начальным распределением плотности тока по сечению НСЭП (рис. 4).

**Третья глава** посвящена исследованиям возбуждения взрывной эмиссии на катоде большой площади, контактирующем с плазмой.

В § 3.1 исследована динамика электрического поля на катоде в условиях нестационарности слоя объемного заряда ионов.

При подаче импульса ускоряющего напряжения на диод, полностью заполненный плазмой, электрическое поле сосредотачивается в прикатодном слое объемного заряда ионов, поскольку электроны плазмы практически мгновенно уходят из слоя на анод. Напротив, ионы в силу своей существенно большей массы реагируют на изменение поля значительно медленнее. Ясно, что характер распределения потенциала в слое и величина напряженности электрического поля на катоде,  $E_k$ , будут определяться соотношением между длительностью фронта импульса ускоряющего напряжения,  $\tau_\phi$ , и характерным временем пролета ионом слоя,  $\tau_n$ . Очевидно, что возможны три случая соотношения между этими величинами и, соответственно, три типа слоев:

1.  $\tau_\phi \ll \tau_n$  («мгновенный» рост напряжения; формирующийся в этом случае слой называют «ионно-матричным»);

2.  $\tau_\phi \gg \tau_n$  (формируется квазистационарный или ленгмюровский слой);
3.  $\tau_\phi \sim \tau_n$  (формируется слой, который можно назвать нестационарным).

В первых двух случаях, которые являются предельными, распределение потенциала и величину  $E_k$  для простых геометрий можно легко найти, поскольку уравнение Пуассона совместно с уравнениями движения и непрерывности решаются аналитически. В плоской геометрии (которую мы будем рассматривать далее) соответствующие выражения для  $E_k$  таковы:

$$E_{k1} = (2en_a U_0 / \epsilon_0)^{1/2} \quad \text{при } \tau_\phi \ll \tau_n \quad (2)$$

и

$$E_{k2} = 2(0,4n_a / \epsilon_0)^{1/2} (eU_0 kT_e)^{1/2} \quad \text{при } \tau_\phi \ll \tau_n, \quad (3)$$

где  $n_a$ ,  $T_e$  – концентрация и температура электронов наполняющей диод плазмы,  $U_0$  – ускоряющее напряжение,  $e$  – заряд электрона,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $k$  – постоянная Больцмана. При получении выражения (3) полагалось, что скорость движения плазмы  $v_a = 0$ , т.е. плотность ионного тока из плазмы определяется по формуле Бома:  $j_i = 0,4en_a(2kT_e/M)^{1/2}$ , где  $M$  – масса иона.

Из выражений (2) и (3) видно, что

$$E_{k1}/E_{k2} = (1,56 \cdot eU_0/kT_e)^{1/4}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что величины напряженности поля для двух предельных случаев соотношения между  $\tau_\phi$  и  $\tau_n$  могут значительно отличаться. Например, при типичных значениях напряжения  $U_0 = 30$  кВ и температуры  $T_e = 5$  эВ отношение

$$E_{k1}/E_{k2} \approx 11.$$

Следовательно, для оценки реальных возможностей возбуждения взрывной эмиссии на катоде при  $\tau_\phi \sim \tau_n$  необходим расчет величины  $E_k$  для конкретных соотношений между  $\tau_\phi$  и  $\tau_n$ . В реальных источниках НСЭП эти времена чаще всего сравнимы и

составляют примерно 10-100 нс в зависимости от массы иона, концентрации плазмы и ускоряющего напряжения.

В общем виде задача о распределении потенциала в нестационарном слое объемного заряда ионов аналитического решения не имеет, поэтому мы исследовали динамику нестационарного прикатодного слоя численными методами.

Типичная эволюция электрического поля во времени  $E_k(t)$  для различных длительностей фронта импульса напряжения приведена на рис. 5. Характерным для всех кривых является быстрый рост поля в начальной стадии фронта (до 60-

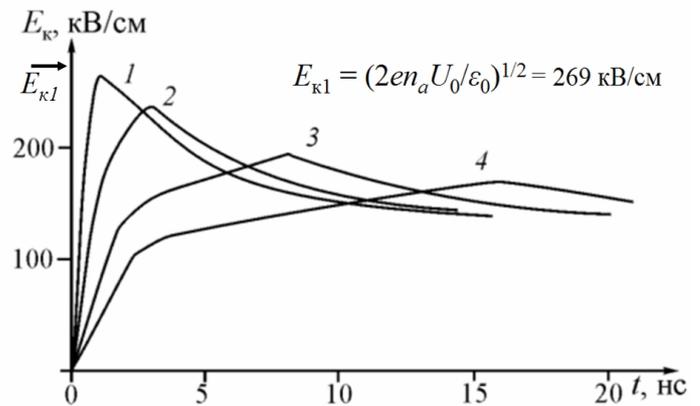


Рис. 5. Зависимости напряженности электрического поля на катоде от времени для различных значений длительности фронта импульса:  $\tau_\phi = 1$  нс (1), 3 нс (2), 8 нс (3) и 16 нс (4),  $n_a = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $U_0 = 20$  кВ, ионы –  $\text{C}^+$ .

70% от амплитудного значения). Затем идет замедление роста, обусловленное, очевидно, началом рассасывания слоя (уход ионов на катод). После достижения максимума напряжения при  $t = \tau_{\phi}$  начинается спад напряженности поля, связанный с продолжением рассасывания слоя, который плавно эволюционирует к стационарному.

Экспериментальная проверка проведенных расчетов основывалась на исследовании вероятности возбуждения взрывной эмиссии при длительности импульса 40 нс. Использовались катоды из углеграфита ТКМ-0,2 и нержавеющей стали. Предварительно нами были получены зависимости вероятности инициирования пробоя от напряженности поля на катоде  $P(E_k)$  в вакуумном диоде, т.е. когда напряженность поля легко рассчитывается. Эти зависимости являлись фактически калибровочными кривыми.

Эксперименты показали, что расчетные и экспериментальные значения  $E_k$  удовлетворительно совпадают. В то же время сдвиг зависимостей  $P(E_k)$ , полученных для плазмонаполненного диода, в сторону меньших (на 18-30%) значений напряженности поля может быть связан со стимулированием пробоя ионной бомбардировкой катода.

Результаты расчетов показали, что в реальных условиях генерации НСЭП средняя напряженность поля на плоском катоде,  $E_k$ , не превышает 300-400 кВ/см, что не гарантирует его стабильной и однородной эмиссии. Следовательно, возникает задача поиска методов улучшения работы взрывоэмиссионного катода. Найденные нами методы улучшения эмиссионных свойств катода описаны в § 3.2.

Поскольку ускоряющее напряжение в источниках НСЭП ограничено, то остаются три пути улучшения эмиссионных свойств катода. Первый путь – укорочение длительности фронта импульса напряжения - достаточно трудно реализуем при больших токах, хотя определенного выигрыша здесь можно добиться, используя тяжелые ионы. Второй путь – увеличение концентрации анодной плазмы, также имеет ограничение, связанное с быстрым пробоем диода и невозможностью получения пучков с длительностью  $> 100$  нс. Третий путь – оптимизация конструкции и выбор материала катода, имеет обычно технологические ограничения, а также ограничения, определяемые конкретными задачами модификации материалов. Наши усилия были сосредоточены на втором и третьем методах.

Ограничение, связанное с быстрым пробоем диода при повышенных концентрациях анодной плазмы, может быть снято, если концентрацию плазмы увеличить лишь в узком слое, непосредственно контактирующим с катодом, а в остальной области диода сохранить ее на прежнем уровне. Для реализации этого нами было предложено следующее решение. После заполнения диода плазмой на катод подается короткий ( $\tau_+ \approx 30$  нс,  $U_+ \approx 25-30$  кВ) предимпульс положительной полярности непосредственно перед приходом основного импульса ускоряющего напряжения. На время предимпульса анодная плазма становится эмиттером электронов, которые бомбардируют катод, вызывая десорбцию молекул с его поверхности и их ионизацию. Подача предимпульса

позволила существенно улучшить стабильность работы катода при низких ускоряющих напряжениях ( $< 20$  кВ).

Нами был применен также известный для вакуумных диодов метод стабилизации тока пучка и его распределения в поперечном сечении, основанный на включении резисторов в цепь каждого эмиттера. В плазмонаполненном диоде этот метод тоже дал положительный результат. Конструктивно катод был выполнен из резисторов ТВО-0,125 или ТВО-0,5 с ошлифованными до углеграфитового сердечника торцами. Было установлено, что для надежной работы такого катода номинал резистора следует выбирать из условия, чтобы падение напряжения на нем составляло 100-200 В. Данный катод эксплуатировался в техническом вакууме; его наработка составила к настоящему времени 80 000 импульсов, но ресурс его не исчерпан.

Однако в связи с тем, что улучшение чистоты процесса электронно-пучковой обработки становится все более актуальной задачей, использование графитовых, металлодиэлектрических и других катодов, обладающих высокими эмиссионными свойствами, становится в таких случаях неприемлемым. Здесь необходимо применять чисто металлические катоды, которые имеют более низкие эмиссионные свойства, но продукты эрозии таких катодов существенно менее опасны для обрабатываемых мишеней. Ситуация усугубляется тем, что такие катоды должны работать в безмасляном вакууме, в котором пробивные электрические поля намного выше, чем в техническом вакууме. Кроме того, в безмасляном вакууме ослабляются такие механизмы возникновения эмиссионных центров, как пробой неметаллических включений и пленок при их зарядке ионным током из анодной плазмы либо их пробой под действием электрического поля в прикатодном слое.

В § 3.3 представлены результаты исследований особенностей работы многопроволочных взрывоэмиссионных катодов большой площади под плазмой в условиях безмасляного вакуума. Ввиду большой трудности контроля состояния поверхности катода, эти эксперименты не носили характер модельных, из которых можно было бы получить, например, четкие зависимости времен запаздывания от напряженности поля и/или плотности ионного тока. В этих экспериментах мы ставили задачу *уловить тенденции*, установить степень влияния различных факторов на эмиссионные свойства многопроволочного катода: ускоряющего напряжения, плотности ионного тока анодной плазмы и общего состояния поверхности катода (вакуумных условий).

В экспериментах использовались два источника НСЭП, отличавшихся методом откачки. В первом источнике использовался паромасляный диффузионный насос, во втором – турбомолекулярный насос. Давление остаточных газов составляло  $10^{-2}$  Па и  $7 \times 10^{-5}$  Па, соответственно.

Плазменный анод формировался с помощью сильноточного (100-150 А) отражательного разряда в аргоне. Многопроволочный взрывоэмиссионный катод изготовлялся из медной оплетки радиочастотного кабеля, разрезанной вдоль образующей, а затем свернутой в рулон и закрепленной в цилиндрической обойме из нержавеющей стали. Толщина (диаметр) проволочек составляла 80-100 мкм, диаметр эмитирующей части катода - 6 см, диаметр обоймы - 7 см.

Коллектором служил диск из нержавеющей стали диаметром 12 см. В качестве анода использовалось тонкостенное кольцо из нержавеющей стали диаметром 8 см и шириной 2 см.

В экспериментах измерялось время запаздывания появления тока на коллектор относительно подачи импульса напряжения на катод,  $t_d$ . Момент начала импульса напряжения фиксировался по уровню 10% либо 90% от величины, достигаемой к концу переднего фронта, длительность которого составляла 30-35 нс. Момент начала тока фиксировался на уровне 300 А, что было заведомо больше тока отражательного разряда и тока смещения плазмы. Кроме того, сравнительно высокий уровень тока был выбран из условия возникновения не единичного, а *нескольких* эмиссионных центров.

Изучение зависимостей  $t_d(U)$ , построенных как по уровню 10%, так и по уровню 90% от приложенного напряжения, а также  $t_d(n_a)$  показало следующее. Времена  $t_d$ , отсчитываемые от момента, соответствующего уровню 10% от приложенного напряжения,  $U_{0,1}$ , слабо зависят от него и сильнее зависят от концентрации плазмы и вакуумных условий. В безмасляном вакууме эти значения лежат в диапазоне 80-100 нс, а при откачке диффузионным насосом – 20-35 нс. Если за начало импульса напряжения взять момент, соответствующий уровню 90% от амплитуды первого пика на осциллограмме напряжения,  $U_{0,9}$ , то большая часть значений времени  $t_d$  становится равной нулю, причем в большинстве этих случаев время  $t_d$  равно нулю далеко не достигнув этого уровня напряжения. В безмасляном вакууме доля выстрелов с  $t_d = 0$  составила около 25%, а при откачке диффузионным насосом она еще выше – около 80%, т.е. срабатывание катода происходит на фронте импульса напряжения. В совокупности это свидетельствует о том, что зарядка и пробой неметаллических включений и пленок играют важную роль в образовании эмиссионных центров на катоде даже в безмасляном вакууме.

В то же время, если построить зависимость среднего значения времени  $\langle t_d \rangle$  от напряжения на уровне 90%,  $\langle U_{0,9} \rangle$  (для данной концентрации анодной плазмы), то эта зависимость в условиях безмасляного вакуума становится существенно более резкой. При увеличении  $\langle U_{0,9} \rangle$  с 13 до 27 кВ величина  $\langle t_d \rangle$  уменьшается с 40 до 5,5 нс. Таким образом, в безмасляном вакууме образование эмиссионных центров на катоде во многом обязано взрыву микроострий. Очевидно, что это происходит благодаря усилению поля на кончиках проволочек. Как показали численные расчеты, выполненные совместно с Е.В. Нефёдцевым, величина  $E_k$  достигает в нашем случае 2-3 МВ/см.

В **четвертой главе** исследован ряд аспектов формирования широкоапертурных НСЭП в плазмонаполненном диоде.

В § 4.1 на основе литературных данных (см., например,<sup>13)</sup> описаны основные свойства двойных слоев (ДС) в плазме.

Параграф 4.2 посвящен изучению нестационарных процессов в ДС, возникающем между катодной и анодной плазмой.

---

<sup>13</sup> Луценко Е.И., Середа Н.Д., Целуйко А.Ф. Динамические двойные электрические слои в сильноточных плазменных диодах // ЖТФ. – 1988. - Т. 58. - № 7. - С. 1299-1309.

В бесстолкновительном стационарном ДС плотность тока электронов описывается законом Чайлда-Ленгмюра. Если же приложенное к слою напряжение быстро меняется, то плотность тока может существенно отличаться от стационарного значения, поскольку ионам анодной плазмы необходимо определенное время для перестройки к стационарному распределению плотности объемного заряда. Такая ситуация возникает, например, на переднем фронте импульса ускоряющего напряжения, если  $\tau_\phi \ll \tau_n$  (ионно-матричный слой) или  $\tau_\phi \sim \tau_n$  (нестационарный слой).

Рассмотрим случай, когда  $\tau_\phi \ll \tau_n$ . При этом будем, однако, считать поток электронов квазистационарным в лабораторной системе отсчета. Поскольку ионы анодной плазмы не успевают за время  $\tau_\phi$  сдвинуться с места, то концентрация ионов  $n_i = n_a = \text{const}$ . Решение уравнения Пуассона дает следующее выражение для плотности тока электронов:

$$j_{e1} = en_a (eU_0/2m)^{1/2} \equiv 0,5en_a (2eU/m)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $m$  – масса электрона. Используя (5), запишем отношение плотности тока электронов в ионно-матричном слое к плотности тока в квазистационарном слое  $j_{e0} = j_{ia} \times (M/m)^{1/2}$  (см. выражение (1)). В компактной форме это выглядит так:

$$\frac{j_{e1}}{j_{e0}} = \left( \frac{eU_0}{2Mv_a^2} \right)^{1/2} \quad \text{при } v_a \gg (2kT_e/M)^{1/2} \quad (6)$$

и

$$\frac{j_{e1}}{j_{e0}} \approx 1,25 \left( \frac{eU_0}{kT_e} \right)^{1/2} \quad \text{при } v_a \ll (2kT_e/M)^{1/2} \quad (7).$$

Из (5)-(7) видно, что плотность тока при мгновенном (для ионов) росте напряжения значительно превышает плотность тока в стационарном случае при  $eU_0 \gg kT_e$ . Плотность тока электронов, определяемая выражением (5) является предельной для однородной по концентрации плазмы. Отметим, что эта величина лишь в 1,215 раза превосходит значение плотности тока, рассчитанное по закону «3/2» для биполярного потока в слое толщиной равной толщине ионно-матричного слоя. Таким образом, именно толщина слоя является основным фактором, определяющим величину плотности тока в нем.

Очевидно, что в промежуточном случае, т.е. при  $\tau_\phi \sim \tau_n$  (нестационарный слой), который часто реализуется в эксперименте, следует ожидать превышения плотности тока над стационарным значением.

Для получения конкретных

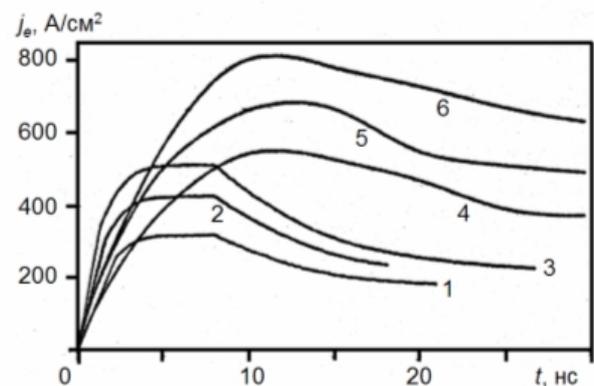


Рис. 6. Расчетные (1-3) и экспериментальные (4-6) осциллограммы средней плотности тока в ДС при различных значениях амплитуды ускоряющего напряжения:  $U_0 = 10$  (1; 4),  $20$  (2; 5) и  $30$  кВ (3; 6).  $n_a = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ;  $\tau_\phi = 8 \text{ нс}$ , ионы –  $\text{C}^+$ .

зависимостей плотности электронного тока в ДС от времени при различных параметрах импульса напряжения и концентрациях анодной плазмы нами численно решалось нестационарное (для ионов) одномерное уравнение Пуассона совместно с уравнениями движения и непрерывности при соответствующих граничных условиях. Считалось, что эмиссия начинается с момента приложения напряжения. Движение катодной плазмы имитировалось в задаче перемещением ее эмиссионной границы со скоростью  $v_k = 2 \times 10^6$  см/с. В расчетах предполагалось, что приложенная к диоду разность потенциалов полностью сосредоточена в ДС.<sup>14</sup>

На рис. 6 приведены расчетные (кривые 1-3) и экспериментальные (4-6) осциллограммы плотности тока для различных значений ускоряющего напряжения. Характерной чертой расчетных осциллограмм является быстрое нарастание плотности тока на начальном участке, затем рост тока замедляется и появляется участок близкий к плато. Замедление роста плотности тока связано с началом интенсивного рассасывания плазмы и ухода ионов на катод под действием поля. Максимум плотности тока достигается к моменту  $t = \tau_\phi$ , затем плотность тока медленно (~ за 150 нс) уменьшается до  $j_{e0}$ . Некоторое расхождение в амплитудах расчетных и экспериментальных осциллограмм не столь уж важно. Принципиально важным является наличие самого всплеска тока, величина которого существенно превышает стационарное значение.

В § 4.3 представлены результаты исследований протекания тока в квазистационарной стадии. Согласно расчетов, при  $\tau_\phi = 8$  нс стационарное значение должно достигаться через ~ 150 нс для ионов  $C^+$ , но эксперименты опровергли данное предположение. Из рис. 7 видно, что плотность тока на стадии II превышает расчетную примерно вдвое даже по уровню основания всплесков, которые возникают и на этой стадии. Расчетная осциллограмма  $j_e(t)$  построена на основе данных зондовых измерений, скорость движения катодной плазмы принималась в расчетах  $v_k = 2 \times 10^6$  см/с.

Превышение экспериментально наблюдаемой плотности тока над расчетной величиной имеет, на наш взгляд, две основные причины. Во-первых, из-за спада тока на столбе анодной плазмы возникает индуктивное

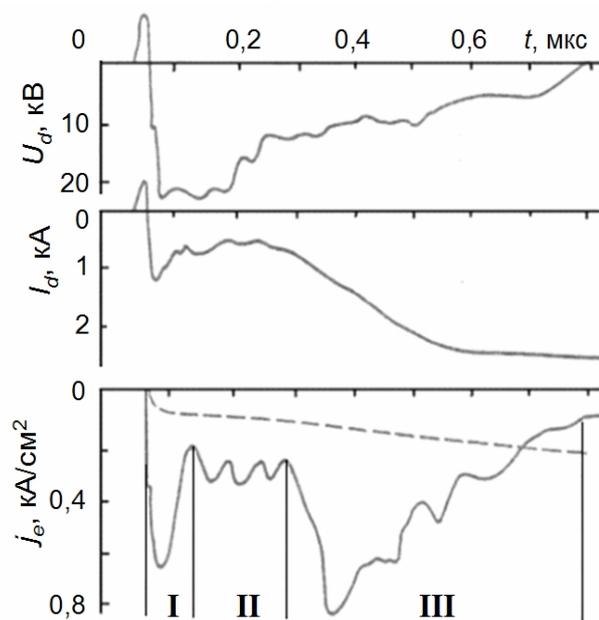


Рис. 7. Типичные осциллограммы: напряжения на диоде -  $U_d$ , тока диода -  $I_d$ , и плотности тока в диоде -  $j_e$  (сплошная линия - эксперимент, пунктирная - расчет). Плазменный анод - на основе искровых источников. Диаметр катода - 1,6 см,  $H = 1,5$  кЭ.

<sup>14</sup> Расчеты были выполнены сотрудниками Института электрофизики УрО РАН Крейнделем М.Ю. и Литвиновым Е.А.

падение потенциала, ускоряющее ионы к катоду. По оценкам, прибавка скорости ионов за счет этого составляет для иона  $C^+ \sim 3 \times 10^6$  см/с. Этого достаточно, чтобы ионы успели пройти от анода до ДС примерно за 0,4 мкс.

Вторая причина превышения тока над стационарным значением на данной стадии, вероятно, заключается во всплесках плотности тока, связанных с неравномерностью эрозии катода, известных из исследований вакуумных диодов. Разумеется, в каждом эмиссионном центре всплеск происходит в свой момент времени, но при большом числе центров этот процесс «интегрируется», и осциллограмма полного тока является сравнительно гладкой. Однако, средний уровень тока, конечно же, будет выше стационарного значения, поскольку в каждый момент времени существует определенное число эмиссионных центров с повышенной плотностью тока.

После стадии II, во время которой ток меняется слабо, наступает третья стадия, характеризующаяся достаточно быстрым нарастанием тока и, соответственно, спадом напряжения на диоде и его пробоем. Объяснение этому явлению было дано еще при исследовании сильноточных вакуумных диодов<sup>15</sup>. При сантиметровых ускоряющих промежутках закорачивание диода вызывается появлением плотной плазмы на аноде (коллекторе) – сначала из продуктов десорбции, а затем (при достаточной плотности мощности электронного потока) из паров материала анода (коллектора). При наших плотностях тока (200-500 А/см<sup>2</sup>) «новая» плазма на кромке анодной диафрагмы и на коллекторе появляется через 20-50 нс, т.е. практически с самого начала импульса.

Разумеется, существенное влияние «новой» анодной плазмы на параметры пучка возможно лишь при достижении её ионами двойного слоя. Этому как раз и способствует индуктивное падение на столбе анодной плазмы (несколько десятков вольт), возникающее на спаде нестационарного всплеска тока. В противном случае ионы «новой» плазмы, имеющие низкие начальные скорости (фактически тепловые), достигли бы слоя с большим запозданием.

Поскольку пробой в данном случае идет вдоль силовых линий внешнего магнитного поля, то последнее этому не препятствует. Существует, однако, и другое возможное направление развития пробоя – радиальное, хотя, казалось бы, внешнее магнитное поле должно пробой предотвращать. Однако, в системе с плазменным анодом на основе отражательного разряда, как показали эксперименты, пробой в радиальном направлении развивается. Исследования этого процесса описаны в § 4.4.

Обратим еще раз внимание на рис. 3 и 4. Видно, что в реальной геометрии электронной пушки наряду с пеннинговской областью разряда имеется еще область коаксиального магнетронного разряда, образованная анодом и стенкой корпуса электронной пушки. Концентрация плазмы в магнетронной области всего лишь в 3-5 раз ниже, чем в пеннинговской, но ввиду большой площади поверхности стенки проводимость в поперечном направлении может быть значительной. Таким образом, наличие этой плазмы, а также рабочего газа таит

<sup>15</sup> Абдуллин Э.Н., Баженов Г.П., Ерохин Г.П., Ладыженский О.Б. Динамика роста проводимости межэлектродного промежутка высоковольтной стадии вакуумного разряда // В кн.: Импульсный разряд в диэлектриках. – Новосибирск: Наука. – 1985. – С. 42-55.

опасность больших утечек тока в радиальном направлении, что может привести к пробое и снижению эффективности передачи энергии из накопителя в пучок.

Измерения токов утечек и их локализации проводилось с помощью кольцевых пристеночных коллекторов, расположенных на различных расстояниях вдоль оси пушки. Длина канала транспортировки пучка составляла 42-54 см, его диаметр 15,8 см, диаметр катода – 6 см. В результате экспериментов были выявлены следующие закономерности:

1. Утечки появляются практически с самого начала импульса тока.

2. Ток утечек существенно возрастает при увеличении ускоряющего напряжения, давления, длины канала транспортировки и снижении напряженности ведущего магнитного поля, и может достигать величин в десятки процентов от тока катода. Таким образом, утечки становятся фактором, определяющим эффективность передачи энергии от генератора к коллектору. Энергетический КПД - отношение энергии пучка к энергии, запасенной в генераторе высоковольтных импульсов (ГВИ) - составляет, как правило, 30-40%; в редких случаях достигает 50%.

3. Основные утечки локализуются в области катода. Плотность тока утечек здесь достигает  $10 \text{ А/см}^2$ , в то время как в области коллектора эта величина на порядок ниже. С течением времени основной канал утечек смещается в закатодную область. В области, близкой к коллектору, значительные утечки (сравнимые с катодными) наблюдались лишь при низком давлении рабочего газа (менее  $1 \times 10^{-2} \text{ Па}$ ). Появление этих утечек связано, на наш взгляд, с возникновением виртуального катода в пучке вблизи коллектора.

4. Локализация основных утечек в области катода подтверждается также наличием интенсивного оплавления стенки пушки напротив катода в виде гладкого пояска. Такой характер поражения поверхности металла свидетельствует о воздействии на нее потоков ускоренных (!) электронов. В противоположность этому, следы горения вакуумной дуги имеют характер узких ветвистых треков. Наличие электронов высокой энергии, движущихся поперек силовых линий магнитного поля, подтверждается также высоким отрицательным потенциалом, зарегистрированным с помощью плавающего зонда, располагавшегося между катодом и стенкой корпуса пушки.

5. Изучение зависимости длительности импульса тока пучка от величины радиального зазора, который регулировался специальными кольцевыми вставками, показало, что увеличение длительности с зазором происходит не линейно, а более слабо, с тенденцией к насыщению, т.е. дальнейшее увеличение радиального зазора не приносит существенного эффекта в увеличение длительности импульса пучка.

На основании полученных данных динамику электронных утечек поперек силовых линий магнитного поля качественно можно представить следующим образом. В течение 0,3-0,8 мкс после подачи импульса напряжения на катод ток электронного пучка быстро нарастает. При этом на катоде генерируется плотная металлическая плазма, расширяющаяся со скоростью порядка  $2 \times 10^6 \text{ см/с}$  в продольном направлении. Практически с самого начала импульса появляются утечки тока в радиальном направлении, вызываемые, видимо, аномальной

диффузией электронов, эмитированных из периферийной области катодной плазмы, поперек силовых линий магнитного поля<sup>16</sup>. Действительно, простые оценки показали, что классическая подвижность (диффузия электронов на столкновениях) даёт плотность радиального тока на два порядка величины меньше наблюдаемой. Другой причиной прохождения тока поперек сильного внешнего магнитного поля может быть холловское электрическое поле, обеспечивающее дрейф электронов в скрещенных  $E \times B$  полях, как это показано в работе А.В. Гордеева<sup>17</sup>, где рассматривались процессы в коаксиальной вакуумной передающей линии, заполненной плазмой. Рост тока утечек во времени обусловлен, по нашему мнению, не только ионизацией газа между катодом и стенкой, но и разлетом катодной плазмы в аксиальном направлении, что увеличивает ее боковую эмиссионную поверхность.

**Пятая глава** посвящена исследованию процесса транспортировки НСЭП в протяженном (десятки сантиметров) плазменном канале.

В § 5.1 исследуется вопрос о предельном токе НСЭП, транспортируемом в анодной плазме после инжекции из двойного слоя. В плазмонаполненных диодах двойной слой является ускоряющим зазором, а квазинейтральный столб анодной плазмы является каналом транспортировки пучка.

Известно, что компенсация объемного заряда пучка еще не гарантирует его устойчивой транспортировки на заданное расстояние<sup>18</sup>. Система плазма-пучок является термодинамически сильно неравновесной и потому подвержена различным неустойчивостям, резко меняющим характеристики пучка. К числу наиболее опасных и быстроразвивающихся аperiодических неустойчивостей пучка с нейтрализованным объемным зарядом, которые приводят к образованию виртуального катода и ограничению тока (на достаточно низком уровне), следует отнести пирсовскую и пучково-дрейфовую неустойчивости<sup>16</sup>. При энергиях электронов 10-40 кэВ теоретические пороги возникновения этих неустойчивостей лежат в диапазоне десятков-сотен ампер. Поскольку нам требовалось транспортировать пучки с током в единицы-десятки килоампер и длительностью несколько микросекунд, то необходимо было проверить – удастся ли избежать развития этих неустойчивостей. Необходимость в проведении этих исследований диктовалась также тем, что подавляющее большинство работ по транспортировке СЭП проводилось для пучков релятивистского диапазона энергий и сравнительно малых длительностей импульсов (< 100 нс). Очевидно, что транспортировка длинноимпульсных СЭП имеет свои особенности, связанные с развитием относительно медленных процессов, например, движением плазмы, возникающей под действием пучка на аноде и коллекторе.

Первая серия экспериментов была проведена в системе с плазменным анодом на основе искровых источников. Регистрировались осциллограммы

---

<sup>16</sup> Незлин М.В. Динамика пучков в плазме // М.: Энергоатомиздат. – 1982.- 263 с.

<sup>17</sup> Гордеев А.В. О механизме электронных утечек в магнитоизолированной передающей линии, заполненной плазмой // Физика плазмы. – 2006. - Т. 32. - № 9. - С. 847-852.

<sup>18</sup> Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков // М.: Атомиздат. – 1980. - 168 с.

ускоряющего напряжения, тока катода (диода), тока пучка на коллектор и плотности тока с помощью диафрагм с различными диаметрами коллимирующих отверстий. В ряде экспериментов одновременно с осциллографированием проводились также измерения полной энергии пучка калориметром на основе калиброванного терморезистора КМТ-8.

Было установлено, что ток и энергия пучка плавно спадают с увеличением длины канала дрейфа,  $L$ . Так для пучка диаметром 6 см при увеличении  $L$  с 5 до 20 см ток уменьшается в 2-2,5 раза (амплитуда – с 8,3 до 4,1 кА). Спад тока пучка обусловлен уменьшением степени нейтрализации его объемного заряда, поскольку с увеличением  $L$  падает концентрация плазмы и увеличивается время ухода плазменных электронов из объема пучка.

С помощью плавающего зонда исследовалась динамика потенциальной ямы, создаваемой пучком в пространстве дрейфа. Было зарегистрировано провисание потенциала величиной в несколько киловольт и установлено, что нарастание тока пучка во времени обусловлено динамической компенсацией его объемного заряда ионами коллекторной плазмы и ионами анодной плазмы, первоначально находившимися вне пучка.

В системе с плазменным анодом на основе отражательного разряда, где концентрация плазмы почти не меняется вдоль длины канала, удалось осуществить транспортировку НСЭП на расстояния до 57,5 см (в гладкой трубе дрейфа) с током до 12 кА и плотностью энергии до  $6 \text{ Дж/см}^2$  (рис. 8), что достаточно для плавления поверхности большинства материалов. Несмотря на то, что концентрация плазмы в  $\sim 10$ -30 раз больше концентрации электронов пучка, спад тока и энергии пучка с расстоянием также имел место, хотя был более медленным, чем в случае плазменного анода с искровыми источниками.

В случае если пучка присоединена к вакуумной камере большего диаметра (ступенчатая труба дрейфа), спад тока и энергии пучка становился более резким, чем в гладкой трубе.

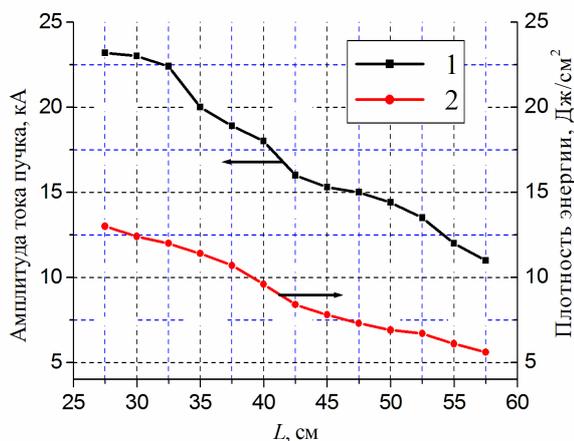
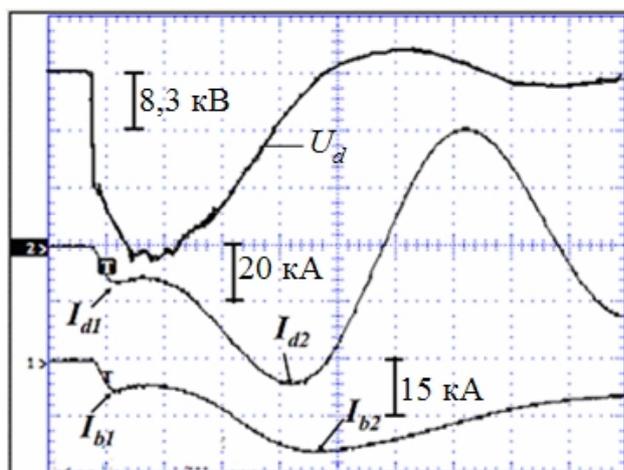


Рис. 8. Типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения,  $U_d$ , тока катода,  $I_d$ , и тока пучка,  $I_b$ , а также зависимости амплитуды тока (1) и плотности энергии пучка (2) от длины канала транспортировки. Диаметр катода – 6 см,  $U_0 = 28 \text{ кВ}$ ,  $H = 3 \text{ кЭ}$ , давление аргона – 0,03 Па, амплитуда тока отражательного разряда – 150 А.

Анализ полученных данных показал, что ток НСЭП ограничивается двумя факторами. Первое ограничение тока НСЭП имеет место в области инжекции, т.е. определяется током в двойном слое. При этом необходимо учитывать не только стационарную составляющую плотности тока в слое, определяемую выражением (1), но и вклад нестационарных эффектов (Глава 4). Таким образом, выражение для тока инжекции можно записать в виде

$$I_{инж} = en_a \left( 0,4 \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} + v_{nl} \right) \left( \frac{M}{m} \right)^{1/2} S \cdot A, \quad (8)$$

где  $v_{nl}$  – скорость взаимного движения катодной и анодной плазмы,  $S$  – площадь поперечного сечения пучка,  $A \geq 1$  – величина, которую можно назвать коэффициентом «нестационарности». Разумеется, этот коэффициент можно определить лишь на основании численных расчетов, но для нас принципиальным является то, что данный коэффициент является повышающим, что позволяет удовлетворительно объяснить наблюдаемые в эксперименте токи пучка. Таким образом, утверждение о том, что предельным током пучка, распространяющегося в плазме, является ее хаотический (т.е. эмиссионный) электронный ток  $I_{ea} = Sen_a(2kT_e/m)^{1/2}/4$ ,<sup>16</sup> справедливо лишь для стационарного случая. Действительно, величина  $I_{ea}$  составит в нашем случае (при типичных значениях  $n_a = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 5 \text{ эВ}$ ) примерно 800 А, что более, чем на порядок ниже экспериментальных значений. Если учесть согласно (8) скорость плазмы  $v_{nl}$ , то расчетная величина тока увеличится в 5-10 раз по сравнению  $I_{ea}$ , но и эта величина в 2-3 раза ниже экспериментально измеренных значений. Последнее расхождение как раз устраняется путем учета нестационарности ДС.

Второе ограничение тока пучка связано с процессами в пространстве дрейфа. Очевидно, что при высокой скорости нарастания тока зарядовая нейтрализация идет с определенным запаздыванием, связанным с конечным временем пролета электронами канала дрейфа<sup>19</sup>, которое в нашем случае составляет несколько наносекунд. Критическая скорость нарастания тока, при которой возможно возникновение виртуального катода в пучке, может быть оценена из выражения:

$$\left( \frac{dI_b}{dt} \right)_{\max} \approx \frac{4\pi e \epsilon_0 U_0^2}{mL} \quad (9).$$

Подставив в (9) типичные значения  $U_0 = 20 \text{ кВ}$  и  $L = 0,3 \text{ м}$ , получим  $(dI_b/dt)_{\max} \approx 2,5 \times 10^{10} \text{ А/с}$ , что близко к тому, что наблюдалось в наших экспериментах. В свете этого становится понятным наблюдаемое уменьшение амплитуды тока пучка с ростом  $L$ . Более быстрый, чем в гладкой трубе, спад тока в системе со ступенькой, отчетливый срыв тока и возникающие при этом высокочастотные модуляции также объясняются неполной нейтрализацией объемного заряда пучка и возникновением виртуального катода.

<sup>19</sup> Стрелков П.С. Плазменные СВЧ генераторы на сильнооточных релятивистских электронных пучках // Автореферат дисс. д.ф.-м.н., М.: ФИАН, 1983.

Эксперименты показали, что ток пучка существенно превосходит критические токи апериодических неустойчивостей: пирсовской и пучково-дрейфовой. Для пучка с постоянным током, распространяющегося в плазме большей плотности ( $n_a > n_b$ ), повышение порогов этих неустойчивостей не вызывает удивления. Этот эффект называется плазменной стабилизацией пучка<sup>16</sup>. Анализ показал, что для резкого повышения порогов этих неустойчивостей достаточно небольшого количества избыточной плазмы – на уровне  $n_e = (n_a - n_b) \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Если сравнить при этом условия ток Пирса,  $I_{II}$ , с величиной хаотического тока электронов анодной плазмы,  $I_{ea}$ , то получим:

$$\frac{I_{II}}{I_{ea}} \approx 8 \left( \frac{u}{[2kT_e / m]^{1/2}} \right)^3 \frac{n_e}{n_a}, \quad (10)$$

где  $u$  – скорость электронов пучка.

Из (10) видно, что для резкого увеличения тока Пирса не требуется значительного количества избыточной плазмы (достаточно  $n_e \sim n_b$ ), как это утверждает М.В. Незлиным, а именно:  $I_{II} \sim n_a/n_b$ . Наш результат согласуется с результатами работ А.В. Жаринова с сотрудниками<sup>20</sup>.

В § 5.2 представлены результаты исследований проблемы однородности НСЭП, транспортируемого в плазменном канале.

В любом источнике заряженных частиц распределение плотности тока (энергии) пучка в поперечном сечении определяется, очевидно, двумя основными факторами. Первый фактор связан с эмиссией частиц, второй – с трансформацией пучка при формировании и транспортировке. В случае источников СЭП со взрывоэмиссионными катодами неоднородность эмиссии связана с дискретностью эмиссионных центров. Наряду с микронеоднородностями в сильноточном электронном пучке, имеющем характерный поперечный размер несколько сантиметров, возможны неоднородности макроскопические, т.е. имеющие пространственный масштаб того же порядка. Причинами макронеоднородности являются большие собственные поля пучка (электрическое и магнитное), и макронеоднородность распределения концентрации плазмы в канале транспортировки.

При исследовании НСЭП, формируемых в вакуумных диодах, было показано, что микронеоднородности пучка сглаживаются при уменьшении напряженности ведущего магнитного поля и увеличении длины канала транспортировки. Очевидно, что применение плазмонаполненных диодов сулит существенный выигрыш по сравнению с вакуумными диодами, поскольку транспортировать в плазме пучок с заданным током можно на существенно большее расстояние, чем в вакууме. Кроме того, длительность импульса тока пучка в плазмонаполненных диодах намного выше, что дает время для слияния плазмы дискретных эмиссионных центров в сплошную эмитирующую

<sup>20</sup> Выборнов С.И., Жаринов А.В., Малафаев В.А. Апериодическая неустойчивость Пирса и предельные токи электронных пучков с произвольной степенью компенсации пространственного заряда в тракте транспортировки // Физика плазмы. – 1988. - Т. 14. - № 1. - С. 84-90.

поверхность, а также для появления новых (дополнительных) эмиссионных центров. Собственно, одним из стимулов перехода от вакуумных диодов к плазмонаполненным и явились результаты первых экспериментов, где были получены отпечатки пучка на винипрозе диффузного характера. Сглаживание микронеоднородностей подтвердилось также характером осциллограмм плотности тока.

Изучение большого числа распределений плотности энергии (тока) НСЭП по радиусу,  $w_b(r)$ , показало, что они имеют выраженный максимум в центральной части пучка, несмотря на исходную однородность столба анодной плазмы. По нашему мнению, это связано с накоплением ионов в приосевой области пространства дрейфа. Поскольку характерной чертой сильноточных диодов является быстрый рост концентрации инжектируемых электронов в течение значительной части импульса, то, вследствие запаздывания процесса нейтрализации, в канале дрейфа возникают сильные электрические поля. Под действием радиальной составляющей электрического поля,  $E_r$ , ионы плазмы движутся к оси, как в коаксиальном диоде. В этом случае концентрация ионов будет иметь максимум в приосевой области, следовательно, степень компенсации объемного заряда пучка, а значит и плотность тока здесь возрастёт.

Идея улучшения однородности распределения  $w_b(r)$  заключалась в подборе такого исходного распределения  $n_a(r)$ , которое бы компенсировало указанный эффект накопления ионов. Очевидно, что этому условию удовлетворяет распределение с пониженной концентрацией ионов в центральной части пучка.

Первая серия экспериментов была проведена в пушке с плазменным анодом на основе искровых источников.

Поскольку в данной системе концентрация плазмы,  $n_a$ , уменьшается с расстоянием от плоскости расположения искровых источников, то, меняя форму катода, можно варьировать  $n_a$  у его поверхности. В экспериментах использовались два типа катодов: обычный плоский катод (тип 1) и катод, выполненный в форме чаши (тип 2). Конструкции катодов и соответствующие им распределения

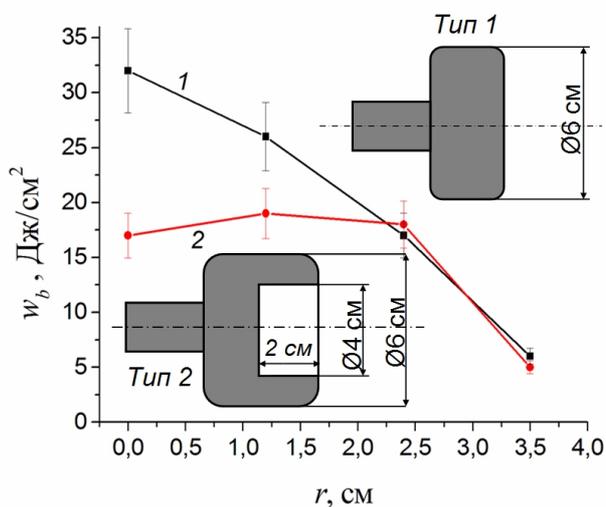


Рис. 9. Распределения плотности энергии по сечению пучка для двух различных типов катодов.  $U_0 = 40$  кВ,  $H_z = 4$  кЭ,  $L = 11$  см. Плазменный анод на основе искровых источников.

$w_b(r)$ , полученные с помощью калориметра, изображены на рис. 9. Видно, что использование катода чашеобразной формы заметно улучшает однородность распределения  $w_b(r)$  пусть и в ущерб максимальному значению плотности энергии пучка.

В пушке с плазменным анодом на основе отражательного разряда повышение концентрации плазмы на периферии осуществлялось путем

увеличения тока разряда (рис. 4). Это также позволило улучшить однородность пучка. В целом можно сказать, что неоднородность пучка внутри круга с диаметром равным диаметру катода может быть в пределах  $\pm 15-20\%$ .

В § 5.3 описаны эксперименты по изучению потерь кинетической энергии НСЭП при транспортировке в плазме. Установлено, что в случае плазменного анода на основе искровых источников потери наблюдаются, как правило, в начальной части импульса, а затем они прекращаются по мере поступления в канал дрейфа коллекторной плазмы и дополнительной ионизации анодной плазмы, остаточного и рабочего газа. В энергетическом балансе пучка суммарные потери составляют в среднем 10-15% от его полной кинетической энергии, и таким образом, не играют существенной роли с точки зрения процесса электронно-пучковой обработки материалов. В случае плазменного анода на основе отражательного разряда, когда исходная концентрация анодной плазмы выше, потери кинетической энергии пучка еще меньше.

В **шестой главе** дано описание источников широкоапертурных НСЭП и приведен ряд примеров их успешного применения для решения задач поверхностной модификации материалов.

В § 6.1 описан источник с плазменным анодом на основе искровых разрядов. В источнике использовались два типа катодов: катод из углеграфита ТКМ-0,5 диаметром 5 или 6 см или катод из резисторов ТВО-0,5 с ошлифованными торцами диаметром 4,8 см. Общее число резисторов составляло 218. Анодный узел включал 12 расположенных равномерно по окружности искровых генераторов плазмы, представляющих собой резисторы ТВО-2 с ошлифованными торцами. Резистивная развязка обеспечивала достаточно надежную параллельную работу искровых источников. Общий ток в искрах составлял 3-5 кА, длительность импульса 4-6 мкс. ГВИ был собран на конденсаторе ИК-50/3 (50 кВ, 3 мкФ), который коммутировался искровым разрядником тригatronного типа, работавшим при давлении азота 3-5 атм, или псевдоискровым разрядником ТД1-50к/45. Данный источник имел следующие параметры: амплитуда ускоряющего напряжения – до 45 кВ; ток пучка – до 30 кА; диаметр пучка – до 7 см; длительность импульса – 1-5 мкс; средняя за импульс энергия электронов – 10-20 кэВ; плотность энергии пучка – до 40 Дж/см<sup>2</sup>; частота следования импульсов – до 1 имп./10с.

В § 6.2 описан источник серии «РИТМ» с плазменным анодом на основе сильнооточного отражательного разряда. Питание плазменного анода осуществлялось от *RC*-генератора (4-5 кВ, 120-150 А, 100-150 мкс). В источнике преимущественно используются многопроволочные катоды из медной оплетки радиочастотного кабеля с диаметром эмитирующей части от 4,8 до 8,5 см. Для предотвращения проникновения плазмы магнетронного разряда в пространство между катодом и стенкой использовалась диафрагма с диаметром отверстия на 5-10 мм меньшим диаметра катодной обоймы. Диафрагма устанавливалась между катодом и анодом отражательного разряда.

Были проведены ресурсные испытания катода в условиях безмасляной откачки. В процессе испытаний было выявлено влияние материала диафрагмы на ресурс катода. Причиной выхода катода из строя (критерий - более 10%

холостых срабатываний) является запыление его продуктами испарения мишени и/или диафрагмы, если они изготовлены из материала с низкими эмиссионными свойствами (никель, нержавеющая сталь). В результате запыления срывается нормальное формирование плазменного анода, что, в свою очередь, приводило к срыву генерации пучка. Наилучшие результаты были получены для случая диафрагмы из меди, либо диафрагмы из молибдена, на которой, со стороны обращенной к катоду, устанавливалась вспомогательная медная мишень (кольцо). Пары меди, осаждаясь на поверхность катода, поддерживали его эмиссионную способность. Достигнутый к настоящему времени ресурс катода достигает 3-10 тысяч импульсов в достаточно жестком режиме эксплуатации.

Параметры источника «РИТМ» аналогичны вышеперечисленным с небольшими изменениями: диаметр пучка увеличен до 10 см, частота следования импульсов до 1 имп./5 с, давление рабочего газа – 0,02-0,1 Па.

§ 6.3 посвящен применениям разработанных источников НСЭП для модификации поверхностных слоев материалов: отжига ионно-легированных слоев полупроводников, синтеза неравновесных твердых растворов Ge в GaAs, упрочнения конструкционных и инструментальных сталей, повышения коррозионной стойкости металлических материалов, повышения электрической прочности вакуумной изоляции, сглаживания микрорельефа поверхности, формирования поверхностных сплавов.

Исследования показали, что наиболее перспективными являются последние три направления. В частности, при обработке НСЭП электродов из нержавеющей стали площадью до 100 см<sup>2</sup> удалось вдвое повысить импульсную электрическую прочность вакуумных промежутков (рис. 10), а при обработке деталей замедляющей системы мощной (3 ГВт) релятивистской лампы обратной волны повысить длительность СВЧ импульса на 20-50% по сравнению с электрохимической полировкой.

При импульсном плавлении систем пленка-подложка возможно формирование поверхностных сплавов, причем толщина модифицированных слоев может на порядок превышать значения, достигаемые при высокодозной ионной имплантации, которые ограничиваются процессом распыления. Возможно

сплавление материалов, нерастворимых или ограниченно растворимых друг в друге стационарными методами. Например, с помощью НСЭП

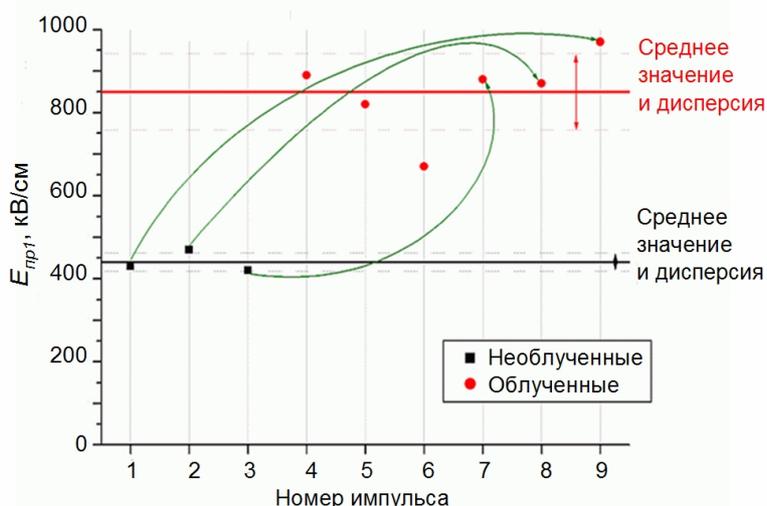


Рис. 10. Протокол измерений напряженности поля первого пробоя для облученных и необлученных электродов из нержавеющей стали 316. Диаметр электродов 8 см, амплитуда тестового импульса – 200 кВ, длительность – 50 нс.

были синтезированы сплавы Fe-Ta, Cu-нержавеющая сталь и ряд других.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Показано, что при ускоряющих напряжениях до 40 кВ предварительное заполнение ускоряющего промежутка и пространства дрейфа пучка плазмой умеренной концентрации ( $10^{12}$ - $10^{13}$  см<sup>-3</sup>) обеспечивает не только эффективное возбуждение взрывной эмиссии катода (в том числе в условиях безмасляного вакуума), но и высокую плотность тока пучка. При этом достигаются также удовлетворительная устойчивость пучка в канале транспортировки, приемлемые для технологических целей однородность и стабильность параметров от импульса к импульсу.

2. Предложена и реализована оригинальная схема сильноточной электронной пушки, отличающаяся тем, что плазменный анод в ней формируется при объемной ионизации рабочего газа с помощью сильноточного отражательного разряда. Катодами разряда при этом служат коллектор (мишень) и собственно взрывоэмиссионный катод. Внешнее ведущее магнитное поле, служащее для транспортировки пучка, обеспечивает также зажигание и горение отражательного разряда. Данная схема является на настоящий момент оптимальной и наиболее распространенной.

3. Исследованы нестационарные процессы в слоях объемного заряда, возникающих в плазмонаполненных системах при высокой скорости нарастания электрического поля. Получены расчетные зависимости предвзрывной напряженности электрического поля на катоде и плотности тока в двойном слое от времени, подтвержденные экспериментально. Установлено, что предельная плотность тока ускоренных электронов, проходящих через бесстолкновительный двойной электрический слой в плазме, равна половине произведения плотности заряда электронов плазмы на скорость электрона, набираемую при прохождении двойного слоя. Данная плотность тока достигается при длительности фронта импульса ускоряющего напряжения много меньшей характерного времени пролета ионом слоя.

4. Изучены процессы возникновения электронных утечек и развития пробоя в сильноточной электронной пушке с плазменным анодом на основе сильноточного отражательного разряда. Показано, что эти процессы вызваны проникновением плазмы паразитного магнетронного разряда в пространство между катодом и корпусом пушки. Данные утечки приводят, в конечном счете, к ограничению длительности импульса тока пучка, причем увеличение радиального зазора между катодом корпусом пушки не дает адекватного увеличения длительности импульса в отличие от коаксиальных вакуумных диодов с магнитной изоляцией. Локализация плазмы магнетронного разряда с помощью диафрагм увеличивает в среднем на 10-15% длительность импульса и энергию пучка в импульсе, улучшает чистоту процесса облучения. Предложены методы увеличения ресурса катода, а также его регенерации в случае предшествующего запыления поверхности катода парами материалов с низкими эмиссионными свойствами.

5. Проведены исследования процесса транспортировки НСЭП в плазменном канале и установлено, что ток пучка определяется не только концентрацией плазмы в канале транспортировки и скоростью движения эмиссионной границы катодной плазмы, но и нестационарными эффектами, связанными с быстрым ростом ускоряющего напряжения, а также геометрией обратного токопровода.

6. Обнаружен эффект накопления ионов в приосевой области пучка, обусловленный падающим (в течение импульса) характером «вольтамперной» характеристики сильноточного электронного диода. Быстрый рост концентрации инжектируемых электронов во времени вызывает появление некомпенсированного отрицательного объемного заряда и, следовательно, радиального электрического поля в канале транспортировки НСЭП, несмотря на присутствие в нем избыточной плазмы. Накопление ионов в приосевой области, и, как следствие, увеличение плотности тока (энергии) НСЭП в этой области приводит к деформации даже исходно однородного распределения плотности тока (энергии). Компенсация этого негативного эффекта, т.е. улучшение однородности интегрального за импульс распределения плотности энергии по сечению пучка, осуществляется путем искусственного понижения концентрации плазмы в приосевой области по сравнению с периферийной областью.

7. На основе полученных научных результатов разработан и создан ряд оригинальных источников НСЭП, обладающих уникальным набором параметров: при энергии электронов не более 40 кэВ ток пучка достигает 20-25 кА, плотность тока  $10^2$ - $10^3$  А/см<sup>2</sup>, диаметр пучка до 10 см, длительность импульса до 8 мкс, неоднородность плотности энергии по сечению пучка в пределах  $\pm 15$ -20%. Источники обладают достаточно высокой энергетической эффективностью (30-40%), простотой, надежностью, рентгенобезопасностью и сравнительно невысокой стоимостью.

8. Созданные источники НСЭП успешно применялись и применяются для решения многих задач поверхностной модификации металлических материалов: сглаживания микрорельефа и очистки поверхностного слоя, повышения электрической прочности вакуумной изоляции, коррозионной стойкости, формирования поверхностных сплавов. В частности:

- при исходной шероховатости поверхности в несколько микрон обработка НСЭП позволяет уменьшить ее примерно на порядок. Лучше всего сглаживанию поддаются металлические материалы с низкой теплопроводностью: титан и его сплавы, нержавеющие стали.

- обработка НСЭП поверхности электродов позволила примерно вдвое увеличить импульсную электрическую прочность вакуумной изоляции, причем для электродов из нержавеющей стали площадью 100 см<sup>2</sup> достигнута электрическая прочность свыше 1 МВ/см.

- обработка НСЭП внутренней поверхности элементов замедляющей системы мощной (до 3 ГВт) релятивистской ЛОВ обеспечила увеличение длительности СВЧ импульса на 20-50% в сравнении со случаем электрохимической полировки.

- после обработки НСЭП коррозионная стойкость нержавеющей стали увеличивается в десятки раз, а титана и некоторых его сплавов - в 3-5 раз.

9. Создан пилотный образец технологической установки, послуживший основой для мелкосерийного производства (100 штук) опытно-промышленных установок, используемых для финишной обработки (полировки) металлических штампов, а также финишной очистки и полировки металлических зубных протезов.

**Приложение** содержит справку о практическом использовании результатов диссертации, а также копию титульного листа лицензионного соглашения между Институтом сильноточной электроники СО РАН и частной японской компанией **ITAC Ltd** о передаче прав на тиражирование и продажу импульсной электронно-пучковой установки, разработанной автором с коллегами в ходе выполнения работы.

### **Список основных публикаций автора по теме диссертации**

1. Коваль Б.А., Месяц Г.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Янкелевич Е.Б. Генерация сильноточных наносекундных низкоэнергетичных электронных пучков // Письма в ЖТФ. – 1981. - Т. 7. - № 20. - С. 1227-1230.
2. Коваль Б.А., Месяц Г.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Янкелевич Е.Б. Взрывоэмиссионные наносекундные источники низкоэнергетичных электронов для поверхностной обработки материалов // В кн.: Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука. – 1983. - С. 26-39.
3. Коваль Б.А., Озур Г.Е. Транспортировка нерелятивистского сильноточного электронного пучка в вакуумном диэлектрическом канале во внешнем магнитном поле // ЖТФ. – 1986. - Т. 56. - № 6. - С. 1232-1234.
4. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Янкелевич Е.Б. Способ формирования микросекундных сильноточных электронных пучков // Патент РФ (19) RU (11) 1478891 H01J 3/02. Заявл. 25.05.87. - БИ № 8. – 1994. - С.216.
5. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Формирование субмикросекундных низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом // Письма в ЖТФ. – 1988. - Т. 14. - № 5. - С. 413-416.
6. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Янкелевич Е.Б. Источники плотных низкоэнергетичных электронных пучков субмикросекундной длительности // Труды 2-й Международной конференции по электронно-лучевым технологиям. - Варна, Болгария, 1988. - С. 216-221.
7. Озур Г.Е., Окс Е.М., Проскуровский Д.И. Способ формирования электронных пучков с помощью взрывоэмиссионной электронной пушки // Патент РФ (19) RU (11) 1706329 H01J 3/02. Заявл. 09.01.89. - БИ № 10. – 1994. - С. 203.
8. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Способ формирования микросекундных сильноточных электронных пучков // Патент РФ (19) RU (11) 1706330 H01J 3/02. Заявл. 04.01.90. - БИ № 10. – 1994. - С. 203.
9. Ozur G.E., Proskurovsky D.I. Generation of Low-Energy, High-Current Electron Beam in the Diode with Plasma Anode // Proc. of the XIV Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. - Santa Fe, NM, USA. – 1990. - P. 665-670.

10. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. О плотности тока СЭП, формируемого в динамическом двойном слое // Письма в ЖТФ.– 1990. - Т. 16.- №4.- С. 46-49.
11. Grotzchel R, Kagadey V.A., Knothe P., Lebedeva N.I., Ozur G.E., Proskurovsky D.I. Influence of implanted silicon layers recrystallization type on the mechanism of As deactivation at electron beam annealing // Phys. Research. – 1990. - V. 13. - P. 237-239.
12. Итин В.И., Кашинская И.С., Лыков С.В., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П. Механизм упрочнения сталей при циклическом воздействии низкоэнергетичным сильноточным электронным пучком // Письма в ЖТФ. – 1991. - Т. 17. - № 5. - С. 89-93.
13. Крейндель М.Ю., Литвинов Е.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Нестационарные процессы в начальной стадии формирования сильноточного электронного пучка в плазмонаполненном диоде. Часть I – Динамика поля на катоде и возбуждение взрывной эмиссии // Физика плазмы. – 1991. - Т. 17. - № 12. - С. 1425-1432.
14. Крейндель М.Ю., Литвинов Е.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Нестационарные процессы в начальной стадии формирования сильноточного электронного пучка в плазмонаполненном диоде. Часть II – Протекание тока в нестационарном двойном слое // Физика плазмы. – 1991. - Т. 17. - № 12. - С. 1433-1439.
15. Итин В.И., Кашинская И.С., Лыков С.В., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П. Способ упрочнения стальных изделий // Патент РФ (19) RU (11) 1682403 С21Д 1/09. Заявл. 18.09.89. - БИ № 37. - 1991.
16. Итин В.И., Лыков С.В., Нестеренко В.П., Озур Г.Е., Погребняк А.Д., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П. Способ упрочнения стальных изделий // Патент РФ (19) RU (11) 2048606 С1. Заявл. 12.03.92. БИ № 32. – 1995. - С. 212.
17. Иванов Ю.Ф., Итин В.И., Лыков С.В., Марков А.Б., Месяц Г.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П., Тухватуллин А.А. Фазовые и структурные изменения в стали 45 под действием низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков // Известия РАН. Металлы. – 1993. - № 3. - С. 130-140.
18. Гончаренко И.М., Итин В.И., Исиченко С.В., Лыков С.В., Марков А.Б., Налесник О.Н., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П. Повышение коррозионной стойкости стали 12Х18Н10Т при обработке низкоэнергетичным сильноточным электронным пучком // Защита металлов. – 1993. - Т. 29. - № 5. - С. 932-937.
19. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Генерация низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом // Известия ВУЗов. Физика. – 1994. - № 3. - С. 100-114.
20. Nazarov D.S., Ozur G.E., Proskurovsky D.I. The Energy Lost by a Low-Energy, High-Current Electron Beam in its Transportation through Rarefied Plasma // Proc. of 10th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. - San Diego, USA, June 20-24, 1994. -V. 2. - P. 653-655.

21. Иванов Ю.Ф., Крючков Ю.Ю., Марков А.Б., Назаров Д.С., Озур Г.Е., Погребняк А.Д., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П. Импульсное электронно-лучевое перемешивание системы Ta/Fe // Поверхность. – 1994. - № 10-11. - С. 95-102.
22. Batrakov A.V., Markov A.B., Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P. The Effect of Electron Beam Treatment of Electrodes on Vacuum Breakdown // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. - 1 April 1995. - V. 2. - No 2. - P. 237-242.
23. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Потери энергии низкоэнергетичного сильнотоочного электронного пучка при транспортировке в разреженной плазме // Физика плазмы. – 1995. - Т. 21. - № 2. - С. 173-179.
24. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Источник плотных импульсных электронных пучков с энергиями электронов до 40 кэВ // ПТЭ. – 1996. - № 4. - С. 83-88.
25. Ozur, G.E., Proskurovsky D.I., Nazarov D.S. Generation and Transportation of Low-Energy, High-Current Electron Beams // Proc. of 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. - Prague, Czech Rep., June 10-14, 1996. - V. 1, P. 359-362.
26. Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Ozur G.E. Application of Low-Energy, High-Current Electron Beams for Surface Modification of Materials // Proc. of 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. Prague, Czech Rep., June 10-14, 1996. - V. 1. - P. 259-262.
27. Nazarov D.S., Ozur G.E., Proskurovsky D.I. Production of Low-Energy, High-Current Electron Beams in a Reflected Discharge Plasma-Anode Gun // Proc. of 11th IEEE Int. Pulsed Power Conf.– Baltimore, USA, 1997.- P. 1335-1340.
28. Озур Г.Е., Назаров Д.С., Проскуровский Д.И., Карлик К.В. Получение плотных электронных пучков в пушке с плазменным анодом на основе отражательного разряда // Письма в ЖТФ. – 1997.- Т. 23.- № 10. - С. 42-46.
29. Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Ozur G.E. Use of Low-Energy, High-Current Electron Beams for Surface Treatment of Materials // Surface & Coatings Technology. – 1997. - V. 96. - No. 1. - P. 117-122.
30. Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Ozur G.E., Markov A.B., Nazarov D.S., Shulov V.A., Ivanov Yu.F., Buchheit R.G. Pulsed Electron-Beam Technology for Surface Modification of Metallic Materials // Journal of Vacuum Science and Technology, A. – 1998. - V. 16(4). - July/August. - P. 2480-2488.
31. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П., Шулов В.А. Способ формирования поверхностных сплавов // Патент РФ (19) RU (11) 2111281 С1. Заявл. 10.01.97. БИ № 14. – 1998. - С. 138.
32. Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Myagkov A.S. Production of Low-Energy, High-Current Electron Beams in Plasma-Anode Guns // Proc. 1<sup>st</sup> Int. Symp. on Space Charge Effects in Formation of Intense Low Energy Beams (SCHEF'99). - Dubna, Russia, JINR, February 15-17, 1999. - P. 179-186.
33. Myagkov A.S., Ozur G. E., and Proskurovsky D. I. Transportation of a Low-Energy, High-Current Electron Beam in a Long Plasma Channel // Proc. 13<sup>th</sup> Int. Conf. On High-Power Particle Beams (BEAMS 2000). - Nagaoka, Japan, June 25-30, 2000. - P. 540-543.

34. Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Ozur G.E., Ivanov Yu.F., Markov A.B., Physical foundations for surface treatment of materials with low-energy, high-current electron beams // *Surface & Coating Technology*. – 2000. - V. 125 (1-3). - P. 49-56.
35. Батраков А.В., Карлик К.В., Кицанов С.А, Климов А.И., Коновалов И.Н., Коровин С.Д., Месяц Г.А., Озур Г.Е., Пегель И.В., Полевин С.Д., Проскуровский Д.И., Сухов М.Ю. Увеличение длительности импульса релятивистской ЛОВ при обработке поверхности замедляющей структуры низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком // *Письма в ЖТФ*. – 2001. - Т. 27. - № 4. - С. 39-46.
36. Озур Г.Е. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков: физические аспекты, технические решения, практическое применение // *Труды 6-й Международной конференции по модификации материалов пучками частиц и потоками плазмы*. - Томск, Россия, 23-28 сентября 2002. - С. 51-56.
37. Карлик К.В., Мягков А.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Исследование характеристик генератора плазмы на основе сильноточного отражательного разряда низкого давления // *Труды 6-й Международной конференции по модификации материалов пучками частиц и потоками плазмы*. - Томск, Россия, 23-28 сентября 2002. - С. 96-99.
38. Raharjo P., Wada H., Nomura Y., Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Uemura K. Pulsed Electron Beam Technology for Surface Modification of Dental Materials // *Proc. 6<sup>th</sup> Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows*. - Tomsk, Russia, Sept 23-28, 2002. - P. 679-682.
39. Uemura K., Uehara S., Raharjo P., Proskurovsky D.I., Ozur G.E., Rotshtein V.P. Surface modification process on metal dentures, products produced thereby, and incorporated system thereof // *US Patent: US 6,863,531, B2, Date: March 8, 2005, prior publication data; US 2003/0019850 A1 Jan.30, 2003*.
40. Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Markov A.B. Production and Application of Low-Energy, High-Current Electron Beams // *Laser & Particle Beams*. – 2003. - V. 21. - No. 2. - P. 157-174.
41. Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Karlik K.V. Pulsed Electron-Beam Facility with Improved Purity of the Treatment Process // *Proc. 7<sup>th</sup> Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows*. - Tomsk, Russia, July 25-29, 2004. - P. 20-23.
42. Polevin S.D., Korovin S.D., Kovalchuk B.M., Karlik K.V., Kurkan I.K., Ozur G.E., Pegel I.V., Proskurovsky D.I., Sukhov M.Yu., and Volkov S.N. Pulse lengthening of S-band resonant relativistic BWO // *Proc. of 13<sup>th</sup> International Symposium on High Current Electronics, Tomsk, Russia, July 25-29, 2004*. - P. 246-249.
43. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Карлик К.В. Сильноточная электронная пушка // *Патент РФ RU № 2237942 C1 7 H 01 J 3/02 от 10.10.2004 г.* - БИ № 28.
44. Ozur G.E., Popov S.A., and Lazutkin M.N. Losses of Low-Energy, High-Current Electron Beam at its Transportation through Plasma Channel // *Proc. of the 13<sup>th</sup>*

- Symposium on High Current Electronics. - Tomsk, Russia, July 25-29, 2004. - P. 60-63.
45. Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Popov S.A., Karlik K.V., Lazutkin M.N. The Recent Results on Formation and Transportation of Low-Energy, High-Current Electron Beams // Proc. 15<sup>th</sup> Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS'2004), July 18-23, 2004. - Saint-Petersburg, Russia. - P. 115-118.
  46. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Карлик К.В. Источник широкоапертурных низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом на основе отражательного разряда // ПТЭ. – 2005. - № 6. - С. 58-65.
  47. Озур Г.Е., Попов С.А., Федущак В.Ф., Саушкин А.В. Генерация низкоэнергетических высокоинтенсивных импульсных электронных пучков в «канальной искре» // Письма в ЖТФ. – 2006. - Т. 32. - № 21. - С. 29-36.
  48. Ozur G.E., Popov S.A., Fedushchak V.F., and Saushkin A.V. Production of Low-Energy, High-Intensive Pulsed Electron Beams in a Channel Spark // Известия ВУЗов. Физика. – 2006. - № 11. - Приложение. – С. 100-103 (Proc. of the 14<sup>th</sup> Symposium on High Current Electronics. – Tomsk, Russia, Sept 10-15, 2006).
  49. Ozur G.E. Study of Low-Pressure, High-Current Reflective Discharge // Proc. of 10<sup>th</sup> Int. Conf. on Gas Discharge Plasma and Their Applications. - Tomsk, Sept 17-20, 2007. - P. 264-267.
  50. Карлик К.В., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Электронно-оптическое наблюдение свечения плазмы при генерации низкоэнергетического сильноточного электронного пучка // Известия ВУЗов. Физика. – 2007. - № 9. – Приложение. - С. 214-217.
  51. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Карлик К.В. Сильноточная электронная пушка // Патент РФ RU № 2313848 C1 МПК H01J 3/02 от 27.12.2007 г. - БИ № 36.
  52. Нефёдцев Е.В., Озур Г.Е. Усиление поля и фокусировка ионного потока на многоэмиттерном катоде сильноточного плазмонаполненного диода // Физика плазмы – 2008. – Т. 34. - № 7. – С.
  53. Озур Г.Е., Попов С.А., Федущак В.Ф. Формирование узконаправленных низкоэнергетических высокоинтенсивных электронных пучков // ЖТФ. – 2008. - Т. 78. - № 7. - С. 103-110.

---

Подписано к печати 21.05.2008 г. Формат 60×84 1/16

Тираж 100 экз. Заказ 4.

Отпечатано в ИСЭ СО РАН, 634055, г. Томск, пр-т Академический, 2/3