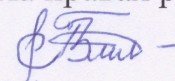


ИНСТИТУТ СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК,
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

На правах рукописи



ФРОЛОВА Валерия Петровна

ГЕНЕРАЦИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ И МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ
ИМПУЛЬСНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ НА ОСНОВЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ
ВАКУУМНОЙ ДУГИ МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

01.04.04 - физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук,
Юшков Г.Ю.

ТОМСК – 2018

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ПРОЦЕССЫ ГЕНЕРАЦИИ ИОННЫХ ПУЧКОВ В ИСТОЧНИКАХ НА ОСНОВЕ ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА.....	9
1.1. Физические особенности генерации и параметры плазмы вакуумного дугового разряда.....	9
1.2. Источники пучков ионов металлов на основе вакуумной дуги.....	16
1.3. Методы повышения зарядности ионов в плазме вакуумного дугового разряда ионного источника.....	22
1.4. Особенности генерации многокомпонентных ионных пучков в вакуумных дуговых источниках.....	31
1.5. Выводы и постановка задач исследований.....	35
ГЛАВА 2. ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ В ИСТОЧНИКЕ НА ОСНОВЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ КОРОТКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА.....	38
2.1. Методика и техника эксперимента.....	38
2.2. Процессы генерации многозарядных ионов в плазме импульсной вакуумной дуги с магнитным полем.....	48
2.3. Оптимизация параметров импульсной вакуумной дуги без внешнего магнитного поля для достижения высокой зарядности ионов.....	52
2.4. Анализ особенностей процессов генерации многозарядных ионов металлов в сильноточной вакуумной дуге короткой длительности импульса.....	71
2.5. Выводы по главе 2.....	78
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ МАСС-ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ПЛАЗМЫ ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА С МНОГОКОМПОНЕНТНЫМИ КАТОДАМИ.....	80
3.1. Катодный узел вакуумной дуги с многокомпонентным катодом....	80

3.2. Процессы генерации ионов дейтерия в вакуумном дуговом разряде с катодом из дейтерида циркония.....	88
3.3. Процессы генерации ионных пучков на основе плазмы вакуумного дугового разряда с катодом из двухкомпонентного сплава металлов.....	94
3.4. Процессы генерации пучков с высоким содержанием ионов бора на основе вакуумной дуги с боросодержащим катодом.....	99
3.5. Выводы по главе 3.....	102
ГЛАВА 4. ИСТОЧНИКИ ИОНОВ И ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА.....	104
4.1. Модернизированный вакуумный дуговой ионный источник Mevva - V.Ru.....	104
4.2. Источник сверхзвуковых потоков плазмы для лабораторного моделирования астрофизических процессов.....	108
4.3. Выводы по главе 4.....	112
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	114
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	118

ВВЕДЕНИЕ

Практический интерес к исследованию вакуумного дугового разряда определяется его использованием в установках нанесения покрытий на поверхность, в сильноточных коммутаторах, источниках пучков заряженных частиц и нейтронов. Привлекательность данного вида разряда для этих задач обусловлена его уникальными возможностями генерации плазмы высокой плотности, образующейся при практически полной ионизации материала катода в катодных пятнах вакуумной дуги. На протяжении последних лет интерес к исследованию дуги связан с формированием на её основе сильноточных пучков многозарядных ионов металлов. Повышение зарядовых состояний ионов плазмы вакуумной дуги позволяет обеспечить увеличение энергии ионов в извлекаемом пучке без соответствующего повышения ускоряющего напряжения. Это делает оборудование для генерации таких пучков более компактным, менее затратным при изготовлении и рентгено-безопасным при эксплуатации. Ранее для повышения зарядовых состояний ионов в плазме вакуумного дугового разряда и, соответственно, в ионном пучке использовались следующие подходы: создание в катодной области разряда сильного аксиального магнитного поля, кратковременное приложение дополнительных импульсов тока дуги, инжекция в плазму разряда электронного пучка, а также нагрев электронов плазмы в условиях электронного циклотронного резонанса микроволновым излучением мощного гиротрона. Каждый из реализованных методов обеспечивает увеличение зарядности ионов в плазме вакуумного дугового разряда, но это увеличение достигается лишь в некоторых ограниченных пределах. В связи с этим, относительно новый и наименее экспериментально изученный метод генерации многозарядных ионов в сильноточной вакуумной дуге короткой длительности обладал большей перспективностью, а проведение исследований, направленных на дальнейшее увеличение зарядовых состояний ионов пучка с применением этого метода, являлось актуальной задачей физики вакуумных разрядов и ионных пучков.

Генерация многокомпонентных ионных пучков на основе вакуумной дуги расширяет область их технологического применения. Она осуществима при использовании в дуговой разрядной системе катода, выполненного из нескольких элементов, даже в том случае, если один из элементов материала катода в «чистом виде» не обладает достаточной для функционирования вакуумной дуги проводимостью. К такому случаю, в первую очередь, следует отнести бор, поскольку этот материал является одним из перспективных элементов для решения задач модификации поверхности. Именно бориды обладают высокой твердостью, износ- и коррозионной стойкостью. Вместе с тем, особенности функционирования дугового разряда с многокомпонентным катодом и взаимосвязь ионного и зарядового состава плазмы с условиями горения и параметрами разряда изучены недостаточно. Исследования, направленные на решение этих задач, важны как для понимания физических процессов генерации многоэлементной вакуумной дуговой плазмы, так и для получения многокомпонентных ионных пучков.

Одним из методов получения импульсных потоков нейтронов является термоядерная реакция при взаимодействии ускоренных ионов дейтерия с мишенью, содержащей дейтерий или тритий. В системах на основе вакуумной дуги генерация ионов дейтерия осуществляется при использовании катода, насыщенного дейтерием. Повышение интенсивности потока нейтронов за импульс может быть обеспечено как увеличением длительности импульса тока ионного пучка, так и повышением доли ионов дейтерия в нем. Таким образом, более детальное исследование дугового разряда с дейтерированным катодом представляется актуальной задачей.

Цели и задачи работы заключались в комплексном изучении сильноточного вакуумного дугового разряда микросекундной длительности с металлическим, многоэлементным и газонасыщенным катодами для генерации на их основе многозарядных и многокомпонентных ионных пучков.

Научная новизна работы заключается в том, что:

1. Определены условия, при которых в плазме сильноточной вакуумной дуги микросекундной длительности реализуется многократная ионизация, обеспечивающая генерацию пучков многозарядных ионов металлов с рекордными параметрами.

2. Выявлена взаимосвязь долевого соотношения ионов в плазме вакуумной дуги и их зарядового распределения со стехиометрическим составом материала катода и потенциалами ионизации каждого из его компонентов.

3. Показана возможность эффективной генерации широкоапертурного пучка ионов дейтерия микросекундной длительности в вакуумном дуговом источнике с газонасыщенным катодом.

Научная и практическая ценность работы определяется тем, что научные положения и выводы, сделанные на основании проведенных исследований, вносят вклад в понимание особенностей функционирования сильноточной вакуумной дуги микросекундной длительности с различными типами катодов и на их основе обеспечена генерация многозарядных и многокомпонентных ионных пучков. Исследования по диссертации были поддержаны грантами РФФИ № 14-19-00083 и № 16-19-10034, РФФИ № 14-08-00031_а и № 17-08-00133_а, а также стипендией Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам СП-2288.2018.2.

Практическое использование результатов, полученных при выполнении настоящей диссертационной работы, состоит в разработке и создании модернизированного вакуумного дугового источника ионов Mevva - V.Ru, поставленного по международному контракту в Национальный центр ядерных исследований Республики Польша (г. Отвоцк), а также источника сверхзвуковых потоков многозарядных ионов металлов, поставленного в Институт прикладной физики РАН (г. Н.-Новгород).

Достоверность и обоснованность результатов диссертационной работы подтверждается систематическим характером результатов исследований, использованием независимых дублирующих экспериментальных методик,

проведением измерений на различных экспериментальных установках, сопоставлением и удовлетворительным совпадением результатов экспериментов с результатами численных оценок, а также сравнением полученных результатов с результатами других исследователей, практической реализацией научных положений и выводов при создании конкретных устройств.

Личный вклад автора диссертации состоит в модернизации экспериментальной установки, применительно к задачам работы, выборе методик проведения экспериментов, проведении исследований и анализе их результатов, воплощении результатов исследований в разработанных устройствах. Автором самостоятельно выдвинуты защищаемые научные положения, сделаны выводы по работе, которые вносят существенный вклад в понимание физических процессов в импульсном вакуумном дуговом разряде. Обсуждение задач исследований, методов их решения и результатов анализа экспериментальных данных проводилось совместно с соавторами, фамилии которых указаны в опубликованных по теме диссертации работах.

Содержание диссертации:

Диссертация состоит из настоящего введения и четырех глав, в которых изложены:

- анализ современного состояния проблемы;
- экспериментальные исследования процессов генерации импульсных пучков многозарядных ионов металлов в источнике на основе сильноточной вакуумной дуги короткой длительности;
- исследования масс-зарядового состава ионного пучка, генерируемого на основе вакуумного дугового разряда с многокомпонентными катодами;
- конструкции и параметры созданных при выполнении работы устройств.

Основные выводы, полученные при выполнении диссертации, приведены в заключении.

Диссертация содержит 135 страниц текста, 65 рисунков, 4 таблицы и список литературы из 173 ссылок.

Публикации. По результатам исследований по теме диссертации опубликовано 28 печатных работ: 16 статей в рецензируемых журналах, из которых 13 статей входят в список ВАК; 12 публикаций в трудах Международных и Российских симпозиумов и конференций.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. При генерации ионных пучков в системах на основе сильноточного вакуумного дугового разряда микросекундой длительности импульса кратный рост зарядовых состояний ионов обусловлен сжатием («пинчеванием») разряда собственным магнитным полем тока дуги. Перетяжка пинча образуется на расстоянии около одного сантиметра от катода в момент достижения амплитудой импульса тока дуги оптимального значения. Степень повышения зарядовых состояний ионов определяется материалом катода и параметрами разряда, и, например, в случае висмута максимальное зарядовое состояние ионов достигает $17+$ при средней зарядности этих ионов $12,6+$.

2. Для импульсного вакуумного дугового разряда с катодом, выполненным из материала, содержащего различные элементы, зарядовое распределение ионов в плазме и, соответственно, в извлеченном из нее ионном пучке, определяется потенциалами ионизации каждого из элементов, а долевое соотношение ионов этих элементов в пучке соответствует стехиометрическому составу материала катода. Так, например, для дуги с катодом из LaV_6 доля ионов бора в пучке составляет 86 %.

3. Для импульсной вакуумной дуги с газонасыщенным металлическим катодом, существенное превышение доли ионов газа в плазме по сравнению со степенью насыщения газом катода, а, следовательно, и доминирование газового компонента в извлеченном из плазмы ионном пучке, связано с выходом и последующей ионизацией атомов с поверхности катода, превышающей размеры катодного пятна. В случае катода из циркония, насыщенного дейтерием до 40 ат.%, это обеспечивает генерацию пучков с долевым содержанием ионов дейтерия уровня 80 %.

ГЛАВА 1. ПРОЦЕССЫ ГЕНЕРАЦИИ ИОННЫХ ПУЧКОВ В ИСТОЧНИКАХ НА ОСНОВЕ ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Развитие физики и техники ионных источников на основе вакуумного дугового разряда обусловлено, прежде всего, их применением для задач ионной модификации поверхности, а также в качестве инжекторов ионов ускорителей высоких энергий. Указанные применения диктуют ряд специфических требований к таким ионным источникам, среди которых, в первую очередь, следует выделить их высокую надежность при длительной эксплуатации, простоту в использовании, стабильность параметров и соответствие характеристик пучка решаемой задаче. В настоящей главе на основе анализа литературных данных рассмотрены физические особенности и характеристики вакуумных дуговых ионных источников, а также методы повышения зарядности ионов пучка и вопросы расширения номенклатуры типов ионов в таких источниках.

1.1. Физические особенности генерации и параметры плазмы вакуумного дугового разряда

Вакуумный дуговой разряд представляет собой завершающую стадию пробоя вакуумного промежутка и характеризуется значениями тока, ограниченными, в основном, только параметрами источника питания [1], а, следовательно, возможностью обеспечения высокой эмиссионной способности плазмы. Именно поэтому вакуумная дуга находит широкое применение в источниках заряженных частиц [2 - 6] и генераторах плазменных потоков [7], используемых для различных задач физики и техники.

Эмиссия плазмы в разрядный промежуток в вакуумном дуговом разряде осуществляется из катодных пятен [8]. Катодное пятно вакуумной дуги до сих пор остается феноменом, не имеющим законченной интерпретации протекания физических процессов при его функционировании. Это, во многом, связано с

методическими трудностями экспериментального изучения катодного пятна. Катодное пятно – нестационарное плазменное образование на поверхности катода, выполненного из металла или материала с достаточной электрической проводимостью, в котором материал катода переходит из твердотельного в плазменное состояние. Времена существования катодного пятна составляют величины порядка 10 нс, а плотность тока в катодном пятне достигает $10^7 - 10^8$ А/см² [1]. Характерный размер катодного пятна составляет от единиц до десятков микрометров [9], а скорость его хаотического перемещения по поверхности катода достигает 10^4 см/с [10]. Очевидно, что именно вследствие совокупности указанных параметров, экспериментальное изучение катодных пятен – достаточно сложная задача.

В настоящее время имеется несколько различных физических моделей катодного пятна, из которых самая известная и общепризнанная – «эктонная» модель, выдвинутая Г.А. Месяцем [1]. Её ключевые положения заключаются в том, что испарение и ионизация материала катода в катодных пятнах носят взрывной характер и происходят в отдельных взрывоэмиссионных центрах, эмитирующих порцию электронов в количестве $10^{11} - 10^{12}$ штук за времена единицы наносекунд. Именно такая порция электронов была названа автором эктоном, от термина «explosive center» («взрывной центр»). Функционирование эктона сопровождается разрушением участка поверхности катода, образованием на его месте кратера, появлением потоков ионов и электронов, а также струй жидкого металла и капель. Если ток разряда превышает некоторое пороговое значение, эктонные процессы становятся самоподдерживающимися, причем условия для образования нового эктона создаются в процессе функционирования предыдущего [11, 12]. Данная модель хорошо объясняет ряд наблюдаемых экспериментальных фактов, таких как: нестационарность природы катодного пятна [13], его цикличность [8], наличие порогового тока [14], самопроизвольный обрыв дуги [15] и обратное направление движения катодных пятен вакуумной дуги в магнитном поле [16].

Условно катодные пятна разделяют на два типа [17]. Катодное пятно первого типа возникает в начальной стадии дуги, когда на поверхности катода присутствуют загрязнения. Оно перемещается по поверхности катода с более высокой скоростью [18], и этим феноменологически отличается от катодного пятна второго типа, имеющего меньшую скорость и функционирующего на очищенной, в том числе плазмой самого разряда, поверхности катода [1].

Катодное пятно эмитирует высокоскоростные струи плазмы ионизированного материала катода. К настоящему моменту проведено достаточно большое количество экспериментальных измерений скорости плазменных струй при функционировании дуги с катодами, выполненными из различных материалов. Установлено, что скорость плазменных струй, в том числе и скорость ионов, эмитированных пятном, составляет величину порядка 10^6 см/с [19, 20]. Следует особо отметить, что положительные ионы материала катода движутся в направлении противоположном электрическому полю, приложенному к разрядному промежутку, то есть от катода к аноду, но при этом их кинетическая скорость достигает десятков электронвольт [8, 21, 22]. Другим удивительным фактом является то, что энергия ионов в несколько раз превосходит соответствующее ей напряжение катодного падения. Именно это определяет особенность движения ионного компонента в вакуумном дуговом разряде, по сравнению с газовым разрядом низкого давления.

Из-за трудностей в измерении параметров катодного пятна, указанных выше, эмиссионный метод его исследования [20] является апробированным и востребованным экспериментальным подходом к изучению процессов генерации ионного потока в катодном пятне. Суть метода заключается в исследовании реакции параметров эмитированного катодным пятном плазменного потока на воздействие, оказываемое на вакуумную дугу. Рассмотрим применение этого метода на примере измерения направленных скоростей ионов в плазме вакуумной дуги [23, 24]. Определение скоростей ионов осуществлялось при измерении времени задержки между возмущением тока дуги и реакциями токов ионной эмиссии в ускоряющем промежутке [23] или в цепи плоского ленгмюровского

зонда [24]. Для выявления влияния зарядности ионов на их скорости в плазме использовался времяпролетный спектрометр [25], анализирующий масс-зарядовый состав ионного пучка, формируемого на основе плазмы разряда. В результате показано, что скорости ионов различных зарядностей одинаковы [20] и могут быть определены по полученному в работе [26] выражению:

$$v_i = 3,5 \sqrt{\frac{\gamma \langle Q_i \rangle k T_e}{M_i}}, \quad (1.1)$$

где γ - показатель адиабаты, $\langle Q_i \rangle$ - средняя зарядность ионов, k - постоянная Больцмана, T_e - температура электронов плазмы в области генерации ионов, M_i - масса ионов.

Применительно к генерации ионных пучков важным параметром плазмы катодной дуги является распределение ионов по зарядностям. Именно зарядовое распределение определяет энергию ионов в пучке при заданном ускоряющем напряжении. На возможность генерации в плазме вакуумного дугового разряда многозарядных ионов материала катода было обращено внимание еще в одной из первых работ А.А. Плюто [27]. Более детально зарядовый состав плазмы вакуумной дуги исследовался в работах [24, 26 - 30], в которых показано присутствие в плазме многозарядных ионов для практически всех материалов катода. На основе анализа распределений ионов по зарядностям, Я. Браун [30] предложил эмпирическое выражение для определения средней зарядности ионов в зависимости от температуры кипения материала катода T_{boil} :

$$\langle Q_i \rangle = (0,38 T_{boil}) 10^{-3} + 0,6. \quad (1.2)$$

Однако, в более поздней работе А. Андерса [31] показано, что основным параметром, определяющим, в том числе, среднюю зарядность ионов, является не температура кипения материала катода, а энергия связи атомов материала катода. Именно она определяет напряжение горения, среднюю зарядность и кинетическую энергию ионов (рис. 1.1), а выражение (1.2) на самом деле отражает факт пропорциональности температуры кипения материала и энергии связи атомов.

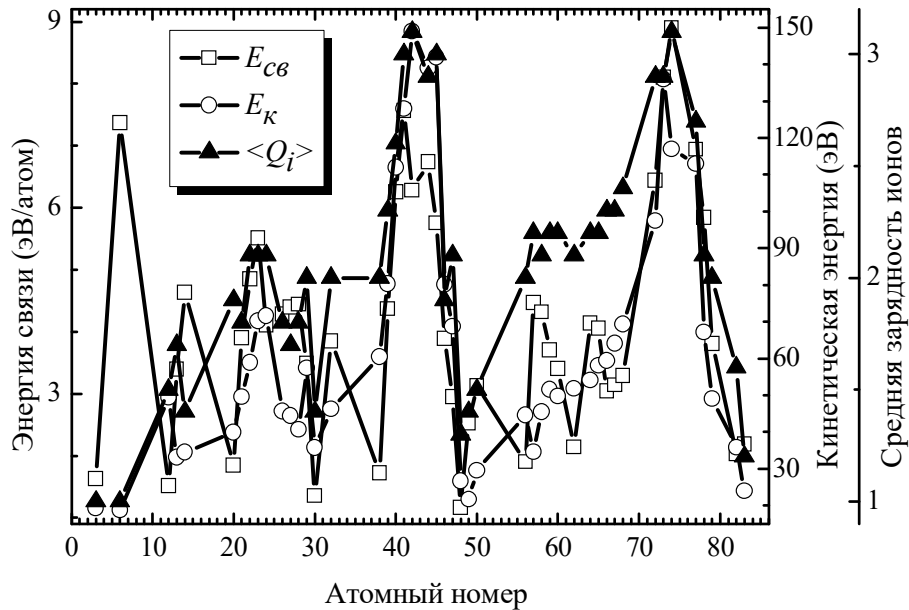


Рисунок 1.1. Энергия связи атомов, кинетическая энергия и средняя зарядность ионов для различных материалов катода вакуумного дугового разряда.

«Правило энергии связи» А. Андерса [31, 32], применительно к напряжению горения разряда, можно сформулировать следующим образом: «напряжение горения вакуумной дуги при заданном токе пропорционально энергии связи атомов катодного материала». Поскольку напряжение горения дуги определяет энергию, вкладываемую в плазму разряда, то его установившаяся величина коррелирует с параметрами плазмы. Так как энергия связи для материала катода определяется электронной структурой атомов, то она сама и свойства ионного потока, зависящие от нее, например, кинетическая энергия ионов и их средний заряд, имеют, в зависимости от атомного номера материала катода, периодические изменения, аналогичные изменениям химических свойств элементов Периодической таблицы (рис. 1.1). Взаимосвязь параметров вакуумной дуги, таких как: напряжение горения дуги, температура электронов, средняя зарядность ионного потока, средняя скорость и кинетическая энергия ионов, а также ряд других параметров, с энергией связи для практически всех возможных материалов катода, анализируется в работе [24]. Из представленных в этой работе данных (табл. 1.1) однозначно проявляется периодичность изменения всех параметров плазмы дугового разряда, подтверждающая выполнимость правила энергии связи.

Таблица 1.1. Атомный номер материала катода (Z), энергия связи его атомов ($E_{св}$), напряжение горения дуги (U_D), температура электронов (T_e), средняя зарядность ионов ($\langle Q_i \rangle$), средняя скорость ионов ($\langle v_i \rangle$), кинетическая энергия ионов (E_k), число Маха (M) [24].

Элемент	Z	$E_{св}$ (эВ/атом)	U_D (В)	T_e (эВ)	$\langle Q_i \rangle$	$\langle v_i \rangle$ (10^6 см/с)	E_k (эВ)	M
Li	3	1,63	23,5	2,0	1,0	2,31	19,3	3,1
C	6	7,37	31,0	2,0	1,0	1,73	18,7	3,0
Mg	12	1,51	18,6	2,1	1,5	1,98	49,4	4,8
Al	13	3,39	22,6	3,1	1,7	1,54	33,1	3,3
Si	14	4,63	21,0	2,0	1,4	1,54	34,5	4,1
Ca	20	1,84	20,5	2,2	1,9	1,39	39,9	4,2
Sc	21	3,90	21,6	2,4	1,8	1,46	49,6	4,5
Ti	22	4,85	22,1	3,2	2,1	1,54	58,9	4,3
V	23	5,51	22,7	3,4	2,1	1,63	70,2	4,5
Cr	24	4,10	22,7	3,4	2,1	1,63	71,6	4,6
Fe	26	4,28	21,7	3,4	1,8	1,26	45,6	3,7
Co	27	4,39	21,8	3,0	1,7	1,21	44,4	3,8
Ni	28	4,44	21,7	3,0	1,8	1,15	40,6	3,6
Cu	29	3,49	22,7	3,5	2,0	1,32	57,4	4,0
Zn	30	1,35	17,1	2,0	1,4	1,03	35,7	4,2
Ge	32	3,85	20,0	2,0	2,0	1,11	46,2	4,8
Sr	38	1,72	18,5	2,5	2,0	1,15	60,5	4,9
Y	39	4,37	19,9	2,4	2,3	1,32	80,3	5,8
Zr	40	6,25	22,7	3,7	2,6	1,54	112,0	5,5
Nb	41	7,57	27,9	4,0	3,0	1,63	128,0	5,6
Mo	42	6,28	29,5	4,5	3,1	1,73	149,0	5,8
Ru	44	6,74	23,8	4,5	2,9	1,39	139,0	4,8
Rh	45	5,75	23,8	4,5	3,0	1,46	142,0	5,1
Pd	46	3,89	23,5	2,0	1,9	1,21	80,1	6,3
Ag	47	2,95	22,8	4,0	2,1	1,11	68,7	4,1
Cd	48	1,16	14,7	2,1	1,3	0,68	26,6	3,6
In	49	2,52	16,0	2,1	1,4	0,60	21,6	3,2
Sn	50	3,13	17,4	2,1	1,5	0,70	29,5	3,7
Ba	56	1,90	16,5	2,3	2,0	0,79	44,6	4,4
La	57	4,47	18,7	1,4	2,2	0,69	34,6	4,9
Ce	58	4,32	17,6	1,7	2,1	0,79	45,5	5,1
Pr	59	3,70	20,5	2,5	2,2	0,84	51,5	4,5
Nd	60	3,40	19,2	1,6	2,2	0,81	49,7	5,6
Sm	62	2,14	18,8	2,2	2,1	0,81	51,8	4,9
Gd	64	4,14	20,4	1,7	2,2	0,81	54,1	5,6
Tb	65	4,05	19,6	2,1	2,2	0,84	58,1	5,3
Dy	66	3,04	19,8	2,4	2,3	0,84	59,4	5,0
Ho	67	3,14	20,0	2,4	2,3	0,86	64,1	5,2
Er	68	3,29	19,2	2,0	2,4	0,89	69,3	5,9
Hf	72	6,44	23,3	3,6	2,9	1,03	97,5	5,2
Ta	73	8,10	28,6	3,7	2,9	1,20	136,0	6,0
W	74	8,90	28,7	4,3	3,1	1,11	117,0	5,2
Ir	77	6,94	25,5	4,2	2,7	1,07	113,0	5,2
Pt	78	5,84	23,7	4,0	2,1	0,81	67,2	4,1
Au	79	3,81	19,7	4,0	2,0	0,69	49,0	3,5
Pb	82	2,03	17,3	2,0	1,6	0,58	35,8	4,2
Bi	83	2,18	14,4	1,8	1,2	0,47	23,9	3,6

Корреляция между средней зарядностью ионов в плазме вакуумной дуги и напряжением ее горения продемонстрирована в [33]. Такая связь весьма очевидна и имеет простое физическое объяснение. Для достижения ионами плазмы некоторого зарядового состояния, требуется определенная температура электронов. Эта температура определяется величиной потенциала катодного падения дуги, которая, в свою очередь, пропорциональна напряжению горения разряда (рис. 1.2). Такая связь подтверждается, например, увеличением зарядности ионов при горении дуги в аксиальном магнитном поле [34, 35], поскольку создание магнитного поля ведет к росту напряжения горения разряда [24]. Следовательно, для увеличения зарядности ионов нужно обеспечить рост температуры электронов плазмы разряда, который, в свою очередь, напрямую зависит от напряжения горения дуги.

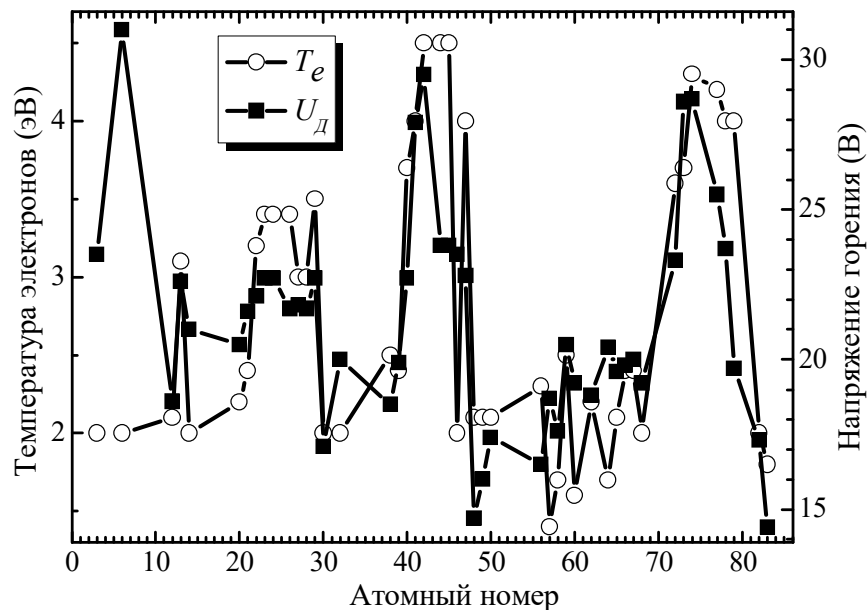


Рисунок 1.2. Температура электронов и напряжение горения для различных материалов катода вакуумного дугового разряда.

В работах [36, 37] показано, что в результате радиального разлета плазмы из области катодного пятна, ее концентрация по мере удаления от пятна снижается, а интенсивность ионизации в плазме уменьшается. Это приводит к эффекту «замораживания» или «закалки» зарядового распределения ионов. То есть, зарядовое состояние ионов металла плазмы вакуумного дугового разряда

определяется в малой области катодного пятна, а дальнейшее изменение зарядности ионов практически не происходит. Это позволяет формировать на значительном удалении от катодной области дуги плазменную эмиссионную границу с достаточно однородным распределением параметров плазмы при сохранении высокой зарядности ионов, и использовать вакуумную дугу для генерации широкоапертурных пучков многозарядных ионов металлов.

К отрицательному фактору при использовании вакуумного дугового разряда следует отнести генерацию микрокапель - фрагментов материала катода микронных размеров, эмитируемых катодными пятнами. Для ряда применений присутствие микрокапель не является критическим, а при необходимости очистки плазмы от микрокапель применяются специальные фильтры [38, 39]. Обратим также внимание на то, что, в случае сепарации ионов пучка магнитным полем, например при их инжекции в ускоритель, поворотный магнит сам выступает в роли фильтра микрокапель [40, 41].

Таким образом, вакуумный дуговой разряд может быть эффективно использован для генерации ионных пучков. Плазма такого разряда содержит многозарядные ионы и обладает высокой ионно-эмиссионной способностью. Технические аспекты формирования ионных пучков на основе вакуумного дугового разряда рассмотрены в следующем разделе.

1.2. Источники пучков ионов металлов на основе вакуумной дуги

Интересно, что использование вакуумного дугового разряда для практического применения плазменного нанесения покрытий началось гораздо раньше глубокого изучения физических особенностей самого разряда. Так, например, первые патенты по напылению слоев металла вакуумной дугой были получены Т.А. Эдисоном еще в конце XIX века [42, 43]. Такая парадоксальная ситуация была связана с наличием уже в то время подходящих для функционирования разряда источников питания (конденсаторов [44] и батарей

[45, 46]), а так же вакуумных насосов [47], но отсутствием осциллографического оборудования, необходимого для изучения вакуумного дугового разряда.

Первой попыткой применения вакуумной дуги для генерации ионных пучков, по-видимому, может считаться использование его в источнике Calutron для магнитной сепарации изотопов урана ^{235}U и ^{238}U в рамках Манхэттенского проекта (США) по созданию атомного оружия в 1941 г. [48, 49]. Однако вскоре для задач разделения изотопов стал использоваться более эффективный газодиффузный метод [49]. Поэтому, первым широко известным ионным источником на основе вакуумного дугового разряда следует считать ионный источник Mevva - II (рис. 1.3) [50], который был разработан Я. Брауном для инъекции ионов урана в синхротрон Bevalac (LBNL, г. Беркли, США) [51].

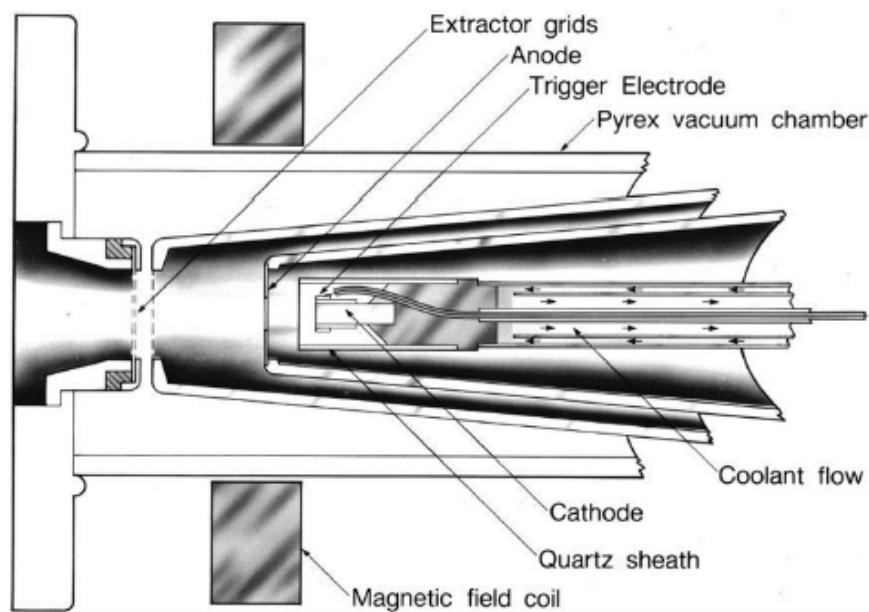


Рисунок 1.3. Ионный источник Mevva - II [50].

Принцип работы источника заключался в инициировании импульсной вакуумной дуги между катодом и анодом вспомогательным разрядом по поверхности керамики при приложении высоковольтного импульса между катодом и «поджигающим» (инициирующим) электродом. Поток плазмы из катодных пятен, функционирующих на торце катода, заполнял анодную полость и

с ее поверхности, стабилизированной сетчатым плазменным электродом, осуществлялся отбор ионов и формирование пучка.

Несмотря на относительную простоту конструкции, ионный источник Mevva - II имел параметры, близкие к современным устройствам: при амплитуде тока разряда до 500 А, длительности импульса до 500 мкс и частоте повторения импульсов вплоть до 20 Гц, источник обеспечивал генерацию пучка ионов различных металлов с амплитудой ионного тока до 500 мА при ускоряющих напряжениях в десятки киловольт. Особо отметим три момента. Уже в этой версии источника для формирования ионного пучка использовалась многоапертурная трехэлектродная ускоряющее-замедляющая система. Было показано, что в пучке присутствуют многозарядные ионы материала катода [52]. Катушка магнитного поля использовалась не только для улучшения транспортировки плазменного потока в область извлечения, но и для увеличения зарядности ионов тяжелых металлов вплоть до 6+ [53].

Именно эти ранние работы Я. Брауна [50, 54 - 56] инициировали исследования по созданию и применению вакуумных дуговых ионных источников в ИСЭ СО РАН, НИИ ЯФ при ТПУ, ИТЭФ [57 - 59]. Конструктивная схема одного из первых источников ионов металлов представлена на рис. 1.4 [6]. Главной особенностью этого источника была возможность генерации широкоапертурного ионного пучка, поскольку изначально такой ионный источник создавался для модификации поверхности различных деталей и изделий методом высокодозной ионной имплантации. Ускорение ионов осуществлялось импульсным напряжением в зазоре между сетчатым эмиссионным электродом 4 и заземленным коллектором 7 с размещенными на его поверхности образцами. Впоследствии, для устранения повреждения образцов при возникновении пробоя ускоряющего промежутка, над коллектором была установлена заземленная сетка с размером ячейки единицы миллиметров. Такая система ускорения ионов отличалась простотой, и, в отличие от многоапертурной трехэлектродной ускоряющее-замедляющей системы, не требовала источника питания для «отсечки» вторичных электронов, выбиваемых ионами пучка с поверхности

коллектора, но, вместе с тем, обратный ток ускоренных электронов превышал ток самого ионного пучка на коэффициент ионно-электронной эмиссии [60]. Это приводило к тому, что эффективность источника питания ускоряющего напряжения не превышала 25 %, происходил нагрев самого источника обратным потоком ускоренных электронов и генерация ими рентгеновского излучения.

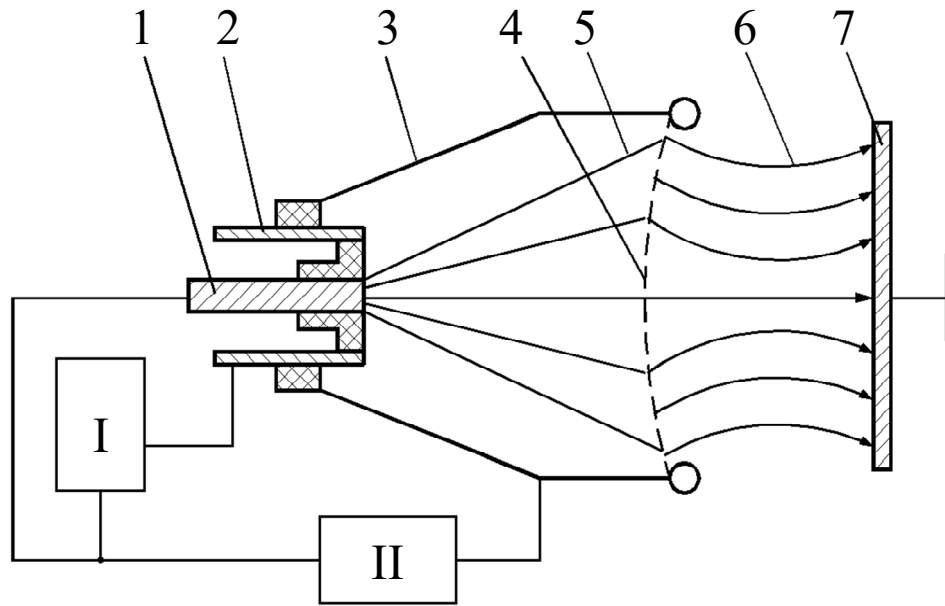


Рисунок 1.4. Электродная схема ионного источника: 1 - катод, 2 - анод вспомогательного разряда (поджигающий электрод), 3 - анод-экспандер, 4 - эмиссионная сетка, 5 - плазменный поток, 6 - ионный пучок, 7 - коллектор. Источники питания: I - вспомогательного (поджигающего) разряда, II - вакуумной дуги [6].

Особенностью источника ионов «Радуга – 2» [61] являлось размещение в одном катодном узле 4-х катодов, каждый из которых имел отдельный поджигающий электрод и схему иницирующего разряда по поверхности керамики. Использование катодов из различных материалов давало возможность генерации пучка, состоящего из ионов различных материалов, и формирования на поверхности мишени имплантированных слоев сложного состава. Такой способ генерации многокомпонентных пучков ионов металлов является альтернативным методу, основанному на использовании многокомпонентного катода [62]. Диаметр сформированного пучка составлял 20 см, ток в ускоряющем промежутке - около 1 А при длительности импульса 50 - 400 мкс, частоте

следования импульсов до 300 Гц и ускоряющем напряжении до 100 кВ [61]. В дальнейшем развитие такого источника привело к созданию серии источников «Радуга», обеспечивающих возможность совместно с проведением процесса ионной имплантации осуществлять нанесение тонких пленок и обладающих системой фильтрации микрокапель [4, 63 - 67].

Особенностью ионных источников «Титан» [68 - 72] являлось инициирование вакуумного дугового разряда вспомогательным газовым разрядом, что обеспечило ресурс работы одного катода до рекордных 10^7 импульсов и дало возможность генерации гибридных пучков, состоящих из ионов материала катода и рабочего газа. Возможность формирования гибридных «газометаллических» ионных пучков реализовывалась за счёт совмещения вакуумного дугового и контрагированного разрядов в системе с общим полым анодом. Рассмотрим принцип функционирования такого ионного источника на примере одной из последних версии серии - источника «Титан – 3» [73], конструкция которого схематически представлена на рис. 1.5. При приложении инициирующего импульса напряжения амплитудой 3 кВ и длительностью 20 мкс между катодами контрагированного дугового разряда 5 и полым анодом 8, зажигался слаботочный разряд с осциллирующими электронами в пеннинговской ячейке. Плазма такого разряда проникала в отверстие катода вакуумной дуги 6 и инициировала зажигание контрагированного дугового разряда от отдельного источника питания длительностью в 400 мкс. Если же после инициирующего разряда импульс напряжения прикладывался между катодом 6 и анодом 8, то инициировался вакуумный дуговой разряд. Так как контрагированный и дуговой разряды имели независимые источники питания, то при их последовательном инициировании изменение токов разрядов обеспечивало регулирование соотношения долей газовых и металлических ионов в широкоапертурном (до 200 см^2) пучке с общим током до 1 А при ускоряющих напряжениях до 100 кВ [74].

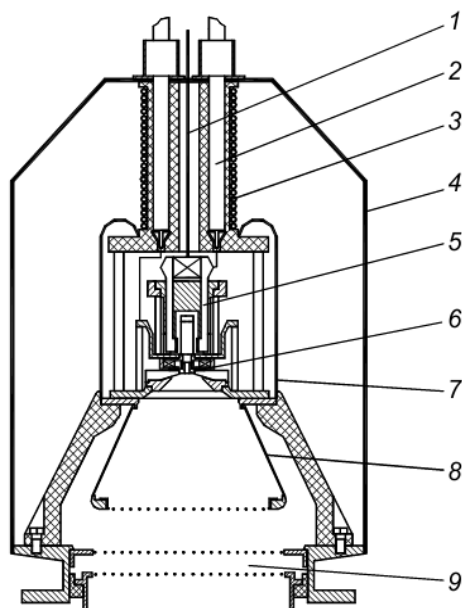


Рисунок 1.5. Ионный источник Титан – 3 [73]. 1 - трубка подачи рабочего газа, 2 - высоковольтный кабель, 3 - система охлаждения, 4 - корпус, 5 - катоды контрагированного разряда, 6 - катод вакуумного дугового разряда, 7 - высоковольтный экран, 8 - полый анод, 9 - ускоряющий и отсекающий электроды.

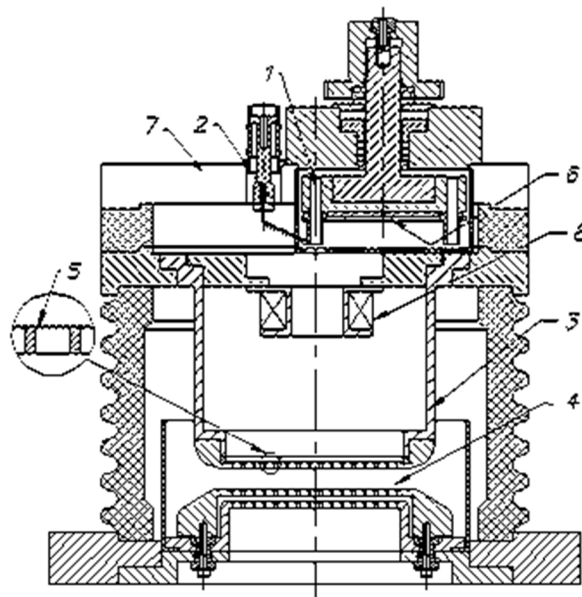


Рисунок 1.6. Ионный источник Mevva - V.Ru [75]. 1 - катод, 2 - иницирующий электрод, 3 - полый анод, 4 - многоапертурная трехэлектродная ускоряющее-замедляющая система, 5 - сетка плазменного электрода, 6 - экран, 7 - катодный фланец, 8 - соленоид магнитного поля.

Вакуумный дуговой ионный источник Mevva - V.Ru (рис. 1.6) [75] был разработан на основе последней версии источника ионов Mevva - V [3, 54] совместными усилиями сотрудников LBNL и ИСЭ СО РАН. Амплитуда тока

ионов импульсного пучка длительностью 300 мкс при ускоряющем напряжении 60 кВ достигает 0,5 А. Диаметр сечения ионного пучка составляет 10 см [75]. Источник генерирует пучки, состоящие из ионов материала проводящего катода, в том числе различных сплавов, и гибридных «газометаллических» ионных пучков [75 - 77], а, при зажигании в источнике тлеющего разряда, и пучки только газовых ионов [78]. Таким образом, источник обеспечивает генерацию пучков ионов практически всех элементов Периодической таблицы, что существенно расширяет его технологические возможности для осуществления процессов ионной имплантации. Как и ионный источник Mevva - V, ионный источник Mevva - V.Ru имеет катодный узел карусельного типа с шестнадцатью катодами, что позволяет быстро менять катоды, не нарушая вакуумные условия [79]. При оптимальных параметрах тока и напряжения иницирующего разряда, ресурс системы иницирования увеличен до 10^6 импульсов [80], а ресурс непрерывной работы самого источника может быть кратно повышен при использовании нескольких катодов из одного материала. Создание магнитного поля в катодной области дуги с помощью соленоида позволяет увеличивать зарядность ионов, а, следовательно, и энергию ионов при фиксированном ускоряющем напряжении. Это расширяет диапазон энергий ионов пучка до 300 кэВ и открывает новые технологические возможности для ионно-лучевой обработки поверхности конструкционных материалов. Поэтому, вопросы увеличения зарядности ионов в пучке, генерируемом на основе вакуумной дуги, представляются важным направлением развития источников такого типа.

1.3. Методы повышения зарядности ионов в плазме вакуумного дугового разряда ионного источника

Зарядности ионов, генерируемых в плазме вакуумной дуги [81], определяют их кинетическую энергию при ускорении приложенными внешними электрическими полями. Если в установках по нанесению покрытий на основе вакуумного дугового разряда кинетическая энергия ионов редко превышает

100 - 300 эВ, и ее значительное повышение может быть обеспечено как простым увеличением напряжения между плазмой и мишенью, так и использованием магнитного поля «расходящейся» конфигурации [24], то в ионных источниках на основе вакуумной дуги, генерирующих пучки ионов при ускоряющем напряжении вплоть до 100 кВ дальнейшее увеличение этого напряжения не представляется оптимальным путем увеличения энергии ионов. Это, в первую очередь, связано с тем, что затраты на создание ионного источника и поток неиспользованного рентгеновского излучения, генерируемого вторичными электронами в ускоряющей системе, имеют приблизительно квадратичную зависимость от величины ускоряющего напряжения. В связи с этим оптимальным методом увеличения энергии ионов в пучке вакуумного дугового ионного источника является не увеличение ускоряющего напряжения, а повышение зарядности ионов [82].

Одним из наиболее распространенных методов повышения зарядности ионов плазмы вакуумной дуги является использование аксиального магнитного поля в катодной области дуги [34, 40, 83, 84]. Такое поле создается при размещении вблизи катода соленоида (рис. 1.6), питание которого осуществляется либо током самого разряда [34], либо от отдельного источника [85]. Заметный рост зарядности ионов материала катода в плазме вакуумной дуги наблюдается уже при индукции магнитного поля более 0,1 Тл. При достижении магнитным полем величины свыше 1 Тл влияние магнитного поля ослабляется и зависимость зарядности ионов от него выходит в насыщение [35, 86]. Степень увеличения средней зарядности ионов в магнитном поле для практически всех твердотельных электропроводящих катодов иллюстрируется данными, представленными в табл. 1.2. Как видно из таблицы, кратность увеличения средних зарядностей ионов варьируется, в зависимости от материала катода, от 1,2 до 2,4 [87]. Как показано в работах [40, 84, 85], рост средней зарядности ионов в дуге с магнитным полем связан с увеличением напряжения горения разряда и соответствующим повышением температуры плазменных электронов, которые вносят основной вклад в ионизационные процессы в вакуумном дуговом разряде.

Таблица 1.2. Распределение зарядностей ионов в пучке для различных материалов катодов в присутствии и без магнитного поля в катодной области. $B=0,7 - 3$ Тл, $I_0=0,2 - 1,7$ кА, $p < 10^{-6}$ Торр [87].

Катод	Без магнитного поля						С магнитным полем							$\langle Q_i \rangle$ $\langle Q_i \rangle$
	1+	2+	3+	4+	5+	$\langle Q_i \rangle$	1+	2+	3+	4+	5+	6+	$\langle Q_i \rangle$	
Li	100	-	-	-	-	1	26	74	-	-	-	-	1,7	1,7
C	100	-	-	-	-	1	29	58	13	-	-	-	1,8	1,8
Mg	46	54	-	-	-	1,5	1	99	-	-	-	-	2	1,3
Al	38	51	11	-	-	1,7	12	55	33	-	-	-	2,2	1,3
Si	63	35	2	-	-	1,4	19	51	30	-	-	-	2,1	1,5
Ca	8	91	1	-	-	1,9	10	24	66	-	-	-	2,6	1,3
Sc	27	67	6	-	-	1,6	16	53	29	2	-	-	2,2	1,2
Ti	11	75	14	-	-	2	1	9	25	58	7	-	3,6	1,8
V	8	71	20	1	-	2	3	8	27	56	6	-	3,5	1,7
Cr	10	68	21	1	-	2,1	4	9	20	53	12	2	3,7	1,7
Fe	25	68	7	-	-	1,8	6	20	34	38	2	-	3,1	1,7
Co	34	59	7	-	-	1,7	4	17	43	31	5	-	3,2	1,8
Ni	30	64	6	-	-	1,8	1	9	19	32	27	12	4,1	2,3
Cu	17	63	20	-	-	2	10	22	34	31	3	-	3	1,5
Zn	80	20	-	-	-	1,2	2	56	34	8	-	-	2,5	2,1
Ge	60	40	-	-	-	1,4	9	28	54	9	-	-	2,6	1,9
Sr	2	98	-	-	-	2	2	67	21	10	-	-	2,4	1,2
Y	5	62	33	-	-	2,3	6	9	77	8	-	-	2,9	1,3
Zr	1	47	45	7	-	2,6	1	11	33	48	7	-	3,5	1,4
Nb	1	24	51	22	2	3	-	5	8	29	51	7	4,5	1,5
Mo	2	21	49	25	3	3,1	-	5	12	34	39	10	4,4	1,4
Rh	35	55	7	3	-	1,8	2	7	27	55	8	1	3,6	2,0
Pd	23	67	9	1	-	1,9	2	18	48	30	2	-	3,1	1,7
Ag	13	61	25	1	-	2,1	7	23	37	30	3	-	3	1,4
Cd	68	32	-	-	-	1,3	5	40	55	-	-	-	2,5	1,9
In	66	34	-	-	-	1,3	10	63	27	-	-	-	2,2	1,6
Sn	47	53	-	-	-	1,5	8	61	30	1	-	-	2,2	1,5
Ba	2	98	-	-	-	2	-	42	54	4	-	-	2,6	1,3
La	1	76	23	-	-	2,2	3	26	61	10	-	-	2,8	1,3
Ce	3	83	14	-	-	2,1	1	15	54	27	3	-	3,2	1,5
Pr	3	69	28	-	-	2,3	2	20	59	18	1	-	3	1,3
Nd	-	83	17	-	-	2,2	-	18	36	42	4	-	3,3	1,5
Sm	2	83	15	-	-	2,1	-	10	40	41	8	1	3,5	1,7
Gd	2	76	22	-	-	2,2	1	28	31	35	5	-	3,2	1,4
Tb	2	76	22	-	-	2,2	1	17	39	42	1	-	3,3	1,5
Dy	2	66	32	-	-	2,3	2	15	42	39	2	-	3,2	1,4
Ho	2	66	32	-	-	2,3	1	13	44	37	5	-	3,3	1,5
Er	2	63	35	-	-	2,3	1	10	46	35	8	-	3,4	1,5
Hf	3	24	51	21	1	2,9	1	5	11	39	41	3	4,2	1,4
Ta	2	33	38	24	3	2,9	0	4	12	40	41	3	4,3	1,5
W	3	23	43	26	5	3,1	0	1	18	42	32	7	4,2	1,4
Ir	5	37	46	11	1	2,7	0	4	22	47	27	-	4	1,5
Pt	13	69	18	-	-	2,1	1	16	42	46	-	-	3,4	1,6
Au	14	75	11	-	-	2	2	15	38	45	-	-	3,3	1,6
Pb	36	64	-	-	-	1,6	1	65	23	11	-	-	2,4	1,5
Bi	87	13	-	-	-	1,1	7	27	57	9	-	-	2,7	2,4
Th	-	24	64	12	-	2,9	-	18	30	26	20	6	3,7	1,3
U	20	40	32	8	-	2,3	-	19	31	28	18	4	3,6	1,6

Использование внешнего магнитного поля для увеличения зарядности ионов урана с U^{2+} до U^{4+} было успешно реализовано в инжекторе на основе вакуумного дугового разряда синхротрона GSI (г. Дармштадт, Германия) [41]. Таким образом, использование внешнего магнитного поля является эффективным методом повышения зарядности ионов материала катода вакуумной дуги, но увеличение зарядности ионов прекращается при достижении магнитным полем индукции уровня 1 Тл.

Метод повышения зарядности ионов плазмы вакуумной дуги за счет кратковременного повышения напряжения горения разряда реализуется при приложении к разрядному промежутку от отдельного источника питания дополнительного импульса («скачка») тока длительностью в 10 - 30 мкс и амплитудой до 1 кА, наложенного на импульс тока вакуумной дуги с амплитудой 100 - 250 А и длительностью 400 мкс [88 - 90]. Данный метод позволяет заметно увеличить зарядность ионов. Так, при использовании дополнительного «скачка» тока длительностью 20 мкс и амплитудой 500 А, максимальная зарядность для ионов платины возрастает с Pt^{3+} до Pt^{4+} , в то время как средняя зарядность ионов увеличивается с $1,9+$ до $2,4+$ [87].

Следует отметить, что применение метода дополнительного скачка тока с созданием аксиального магнитного поля индукцией 0,3 Тл оказывает существенное влияние на повышение зарядности ионов. В этом случае максимальная зарядность для ионов платины была повышена до Pt^{5+} , а средняя зарядность до $2,9+$ [87]. Таким образом, была продемонстрирована эффективность сочетания метода «скачка» тока с методом увеличения зарядности ионов за счет магнитного поля.

Повышение зарядности ионов плазмы вакуумного дугового разряда может быть осуществлено за счет дополнительной ионизации плазмы вакуумного дугового разряда электронным пучком, инжектируемым в плазму дуги [91 - 93]. Данный метод реализован в устройстве (рис. 1.7), в котором конструктивно совмещены электронный и ионный источники на основе вакуумных дуговых разрядов [93]. Формирование пучка электронов осуществлялось на основе

плазмы вакуумного дугового разряда электронного источника, заполняющей полый анод 2. Ускоренный электронный пучок инжектировался через отверстие в катоде 5 диаметром 10 мм в полый анод ионного источника 7, где осуществлял дополнительную ионизацию. Электронный пучок с плотностью тока вблизи катода $5 - 40 \text{ А/см}^2$ и энергией $15 - 20 \text{ кэВ}$, длительностью $30 - 100 \text{ мкс}$ обеспечивал дополнительную ионизацию плазмы вакуумной дуги с катодом из висмута, при этом максимальная зарядность ионов возрастала до Bi^{8+} при увеличении средней зарядности ионов относительно исходной в 2,4 раза [93].

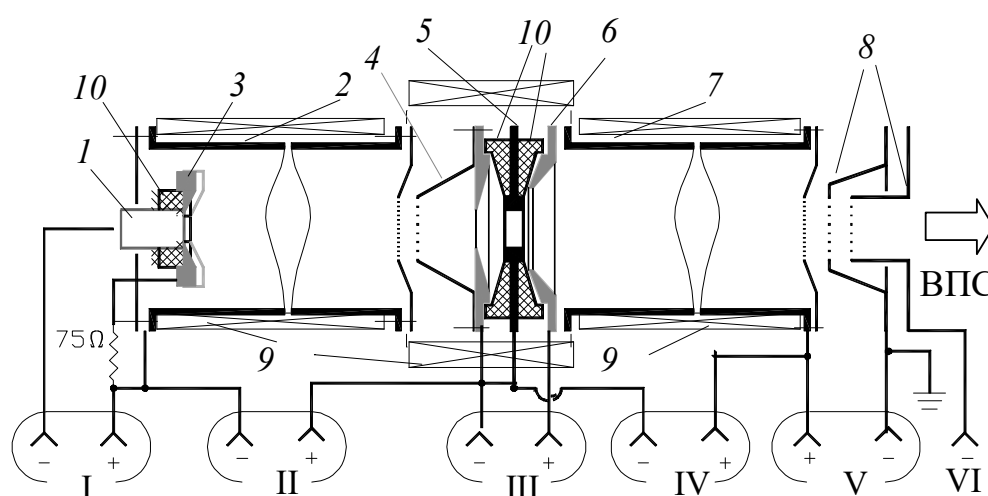


Рисунок 1.7. Электродная схема вакуумного дугового ионного источника с электронным пучком [93]. Электронная пушка (ЭП): 1 - катод, 2 - анод, 3 - инициирующий электрод, 4 - ускоряющий электрод. Ионный источник (ИИ): 5 - катод, 6 - инициирующий электрод, 7 - анод, 8 - ускоряющая система, 9 - соленоиды, 10 - изоляторы, ВПС - времяпролетный спектрометр. Источники питания: I - дугового разряда ЭП, II - ускоряющего напряжения ЭП, III - системы инициирования дуги ИИ, IV - дуги ИИ, V - ускоряющего напряжения ИИ, VI - подавления вторичной ионно-электронной эмиссии.

Особо отметим, что величина аксиального магнитного поля в катодной области ионного источника составляла порядка $0,4 \text{ Тл}$. Создание такого поля было принципиально для работы всего устройства, так как оно обеспечивало фокусировку и инжекцию электронного пучка через отверстие в катоде. Таким образом, в данном случае, увеличение зарядности ионов плазмы вакуумной дуги обеспечивалось двумя составляющими: магнитным полем и, в большей степени,

дополнительной ионизацией электронным пучком. Анализ результатов работ [91 - 93] для различных катодов показывает, что степень увеличения зарядности ионов плазмы вакуумной дуги сравнима или даже немного выше, чем для случая сильного магнитного поля. Вместе с тем, такой метод требует использования сильноточного источника электронов и его схем питания, что технически более сложно, чем создание сильного магнитного поля. Кроме того, многозарядные ионы плазмы вакуумной дуги удерживаются в разрядном промежутке объемным зарядом электронного пучка и их эффективная эмиссия возможна только после окончания импульса электронного пучка.

Нагрев плазмы вакуумного дугового разряда в открытых магнитных ловушках микроволновым излучением мощного импульсного гиротрона в условиях электронно-циклотронного резонанса - еще один подход к решению проблемы повышения зарядности ионов в вакуумно-дуговых ионных источниках, реализованный в работах [94 - 98]. На рис. 1.8 схематично представлен ионный источник, в котором плазма дуги, удерживаемая в ловушке типа пробкотрон, нагревалась мощным (до 200 кВт) излучением гиротрона с частотой 75 ГГц. Соблюдение условий электронно-циклотронного резонанса, при котором происходит эффективный нагрев электронов плазмы, обеспечивающий дальнейшую ионизацию ионов, требовало создания магнитного поля индукцией более 2,7 Тл, причем поле в «пробках» ловушки могло достигать индукции 5 Тл. Плазма вакуумной дуги из миниатюрной разрядной системы 2 заполняла магнитную ловушку, образованную катушками 3, и электроны вакуумного дугового разряда нагревались излучением гиротрона 1. Нагрев плазмы микроволновым излучением обеспечивал значительное увеличение зарядности ионов материала катода дуги. Так, максимальная зарядность ионов платины достигала значений Pt^{10+} , при увеличении средней зарядности ионов до $7,1+$. Полный ток извлеченного ионного пучка достигал несколько сотен миллиампер [97]. Как и в предыдущем случае, повышение зарядности ионов являлось влиянием двух факторов: сильного магнитного поля самой ловушки и нагрева электронов плазмы излучением гиротрона.

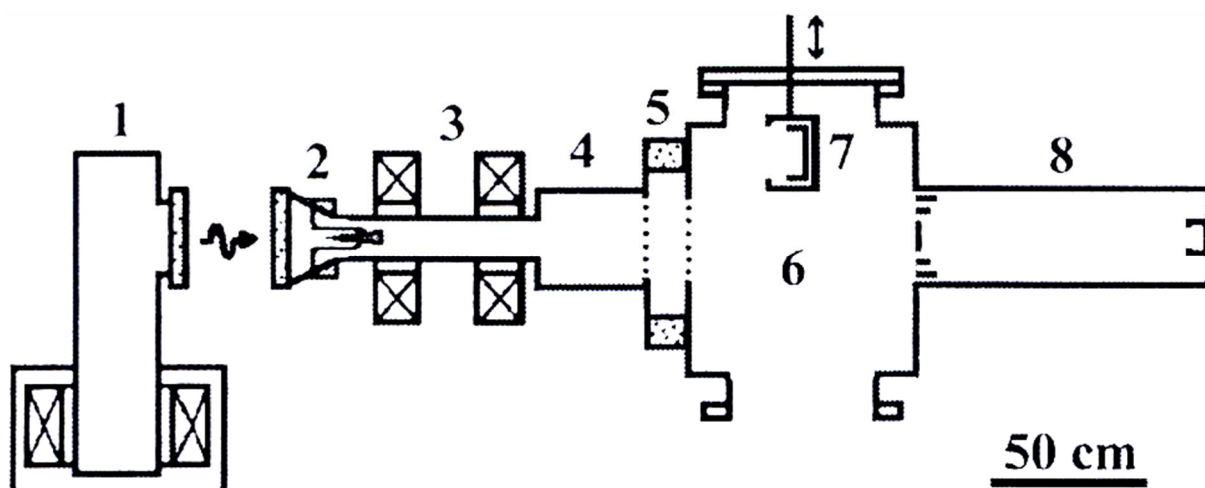


Рисунок 1.8. Схема ионного источника на основе открытой магнитной ловушки типа пробкотрон с нагревом плазмы вакуумной дуги излучением гиротрона [94]. 1 - гиротрон, 2 - окно с катодным узлом вакуумной дуги, 3 - соленоиды магнитного поля, 4 - экспандер, 5 - ускоряющая система, 6 - вакуумная камера, 7 - цилиндр Фарадея, 8 - времяпролетный спектрометр.

Применение такого метода увеличения зарядности ионов дуги требует использования как минимум двух уникальных устройств: мощного гиротрона со сверхпроводящим магнитом, охлаждаемым жидким гелием, и полуметровой магнитной ловушки с импульсным магнитным полем индукцией в единицы тесла. По-видимому, использование такого метода для повышения зарядности ионов в настоящее время ограничено ионными источниками, используемыми в качестве инжекторов многозарядных ионов в современные ускорители, когда масштабность задачи оправдывает применение такого уникального оборудования.

Использование сильноточного вакуумного дугового разряда малой длительности для генерации многозарядных ионов в плазме вакуумного дугового разряда впервые было предложено в работах В.Л. Паперного и соавторов [99, 100] и теоретически обосновано в работе И.А. Кринберга [101]. Процесс увеличения зарядности ионов [101] связан с нагревом электронов плазмы в «перетяжке», образованной при сжатии (пинчивании) плазменной струи собственным магнитным полем на расстоянии порядка 1 мм от поверхности катода. В работе [100] было показано, что максимальная зарядность ионов меди может достигать Cu^{13+} . Вместе с тем, анализ масс-зарядовых спектров ионов меди, приведенных в

этой работе, показывает их существенную неравновесность. Так, в представленном в работе масс-зарядовом спектре ионов плазмы, доли ионов Cu^{5+} и Cu^{9+} выше, чем ионов Cu^{7+} . Формирование такого распределения ионов по зарядностям возможно в существенно нестационарных процессах. Если ионы различных зарядностей образуются в одной малоразмерной области, их распределение по зарядностям должно определяться в основном их потенциалами ионизации и температурой электронов плазмы и иметь типичное для вакуумной дуги распределение ионов по зарядностям. Такие масс-зарядовые спектры ионов пучка, генерируемого на основе вакуумного дугового разряда длительностью в единицы микросекунд при токах разряда в единицы килоампер, были получены в работах [82, 102] для ряда металлов (рис. 1.9). Распределение ионов плазмы по зарядностям имеют явно выраженный максимум, приходящийся в случае ионов платины на Pt^{7+} , а для ионов золота на Au^{8+} . Максимальная зарядность ионов платины достигала Pt^{10+} , а золота Au^{11+} . При этом средние зарядности ионов платины и золота составляли $6,7+$ и $7,4+$, соответственно.

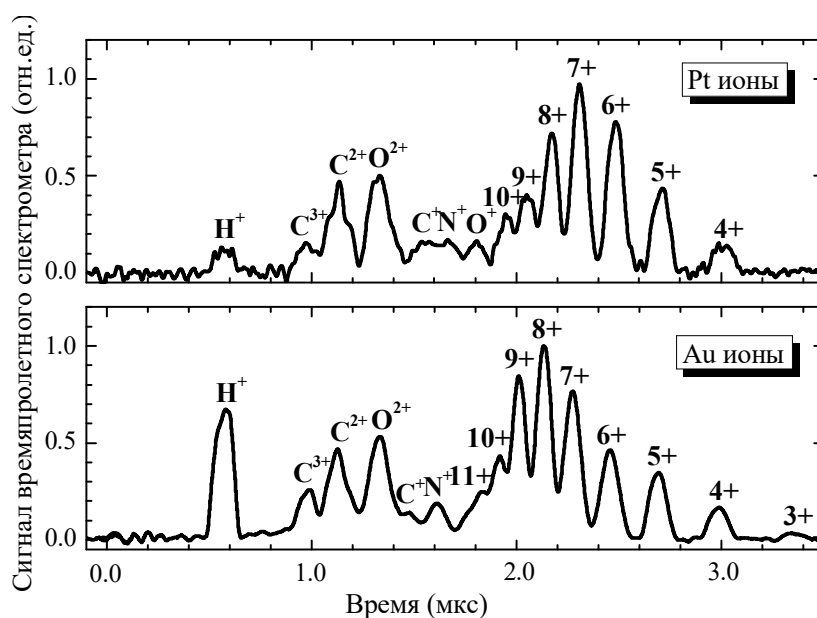


Рисунок 1.9. Масс-зарядовые спектры пучков ионов платины (вверху) и золота (внизу). Амплитуда импульса тока вакуумной дуги - 3 кА, длительность импульса - 7 мкс [82].

В работе [82] указано, что появление неравновесных распределений ионов по зарядностям, возможно связано с присутствием в плазме дуги более легких ионов газовых примесей, у которых значения отношений заряда к массе приблизительно совпадают с аналогичными величинами для многозарядных ионов материала катода. Полученная в работах [82] зависимость зарядности ионов от тока разряда имеет немонотонный характер. Авторы объясняют увеличение зарядности ионов на левой ветви зависимости повышением плотности мощности, вкладываемой в плазму разряда, и, следовательно, ростом ионизационных процессов в плазме. А уменьшение зарядности ионов при превышении значения тока выше критического - нагревом и испарением поверхности катода в течение импульса, при котором доля многозарядных ионов уменьшается вследствие процесса их резонансной перезарядки на атомах испаренного материала катода. Вместе с тем, данный метод технически просто реализуем, и обеспечивает значительное повышение зарядности ионов тяжелых металлов. Поэтому, он представляется привлекательным для широкого применения в ионных источниках на основе вакуумной дуги и требует дальнейшего детального изучения.

В заключение настоящего раздела приведем сравнение результатов увеличения зарядности ионов плазмы на примере вакуумной дуги с катодом из платины, представленные в табл. 1.3, в соответствии со степенью возрастания средней зарядности ионов. Поскольку экспериментов с дополнительной ионизацией электронным пучком плазмы вакуумной дуги с катодом из платины не проводилось, то данный метод не представлен в табл. 1.3. Однако сравнение результатов экспериментов с другими материалами катодов показало, что предполагаемое место в таблице метода ионизации электронным пучком не является рекордным, и оно должно находиться перед методом дуги короткой длительности.

Таблица 1.3. Сравнение методов повышения зарядности ионов платины в ионных источниках на основе вакуумного дугового разряда [103].

Метод	Особенности	Средняя зарядность	Максимальная зарядность
Дополнительный импульс тока	Дополнительный импульс тока с амплитудой в сотни ампер и длительностью 10 - 30 мкс [88]	2,4+	Pt ⁴⁺
Дополнительный импульс с магнитным полем в катодной области разряда	Дополнительный импульс тока с аксиальным магнитным полем 0,4 Тл [88]	2,9+	Pt ⁵⁺
Сильное магнитное поле в катодной области разряда	Магнитное поле уровня 1 Тл [85]	3,4+	Pt ⁴⁺
Сильноточная дуга короткой длительности	Низкая индуктивность конденсатора и цепи разряда [82]	6,7+	Pt ¹⁰⁺
Нагрев плазмы микроволновым излучением гиротрона	Магнитная ловушка (5 Тл) и 200 кВт, 75 ГГц гиротрон [98]	7,1+	Pt ¹⁰⁺

Из анализа данных, представленных в табл. 1.3, следует, что максимальная степень увеличения зарядности ионов наблюдается в случаях сильноточной дуги короткой длительности и нагреве плазмы микроволновым излучением гиротрона. Однако, как это было отмечено выше, техническая реализация первого из этих двух методов намного проще. Другим выводом из данных, представленных в табл. 1.3, является то, что создание сильного магнитного поля легко сочетается со всеми методами повышения средней зарядности ионов в плазме вакуумной дуги. Однако в сильноточной дуге короткой длительности магнитное поле не использовалось. Учитывая перспективность использования сильноточной дуги для генерации пучков многозарядных ионов, вопросы сочетания этого метода с сильным магнитным полем требуют проведения специальных исследований.

1.4. Особенности генерации многокомпонентных ионных пучков в вакуумных дуговых источниках

Под многокомпонентными ионными пучками понимаются пучки, включающие в себя ионы двух и более материалов. В зависимости от типа

генерируемых ионов, многокомпонентные ионные пучки можно условно разделить на три группы: металл-металл, металл-газ и металл-неметалл.

Для генерации в вакуумных дуговых ионных источниках многокомпонентных пучков ионов различных металлов используют либо композиционный катод, содержащий металлы, ионы которого требуется получить [104 - 108], либо катодный узел, состоящий из нескольких катодов из различных металлов, ток и длительность импульса каждого из которых регулируется схемой питания [61, 109].

Генерация многокомпонентных пучков ионов газа и металла в вакуумных дуговых источниках расширяет их технологические возможности за счет синтеза в имплантированном слое поверхности гидридов, нитридов и оксидов металлов [110, 111]. Генерация таких пучков может быть реализована на основе нескольких подходов. Первым и наиболее распространенным из них является создание специальных условий, обеспечивающих генерацию в плазме дугового разряда наряду с ионами материала катода ионов газа. Такие условия реализуются при напуске в катодную область разряда ионообразующего газа при одновременном наложении на эту область относительно слабого магнитного поля величиной до 20 мТл [112 - 114]. При этом доля ионов газа в пучке может регулироваться в пределах от практически нуля до 80 % как величиной магнитного поля, так и изменением давления [87]. Другим методом является использование в ионном источнике двух независимых дуговых разрядов: вакуумной дуги, обеспечивающей ионы металла, и контрагированной дуги, ответственной за генерацию ионов газа [70, 115, 116]. Регулировка доли ионов газа в пучке осуществляется токами разрядов в пределах от 40 % до 90 % и, кроме этого, при функционировании только дугового контрагированного разряда возможна реализация «газового» режима функционирования ионного источника [74]. И, наконец, третий метод реализуется при использовании в вакуумном дуговом ионном источнике катода, насыщенного газом [62, 117 - 120]. В отличие от предыдущих двух методов, для ионного источника на основе дуги с газонасыщенным катодом исследования по достижению максимальной доли

ионов газа в пучке при микросекундных длительностях импульса разряда практически не проводились, а исследования масс-зарядового спектра ионного пучка, в случае использования таких катодов, ограничено работами [62, 117]. Согласно [62], генерация ионов газа таким методом недостаточно эффективна, поскольку их доля в извлеченном ионном пучке меньше их стехиометрической доли атомов в материале катода: в случае катода из TiN в 2 раза, TiO₂ в 4,4 раза, и только для UN эти доли примерно равны.

Вместе с тем, известно, что катоды из дейтеридов металлов широко применяются для задач генерации импульсных нейтронных потоков в вакуумных нейтронных трубках [118 - 120]. По сути, нейтронная трубка представляет собой миниатюрный вакуумный дуговой ионный источник, выполненный в виде отпаянного прибора. Как и в большинстве вакуумных дуговых ионных источниках, инициирование разряда осуществляется пробоем по поверхности диэлектрика. При горении катодных пятен вакуумного дугового разряда на поверхности катодов, выполненных из дейтеридов циркония или титана, образуется плазма, в которой содержатся ионы дейтерия. С поверхности этой плазмы, стабилизированной сеткой, при приложении импульсного ускоряющего напряжения величиной уровня 100 кВ ведется отбор ионов и формирование ионного пучка диаметром до 10 см². Ускоренные ионы дейтерия, бомбардируя дейтерий-содержащую мишень, генерируют за счет протекания D-D термоядерной реакции поток нейтронов с флюенсом до $4 \cdot 10^8$ нейтрон/с. Такие вакуумные нейтронные трубки, разработанные в НИИ Автоматики им. Н.Л. Духова (г. Москва, Россия) [121], находят широкое применение для задач геологии [122], анализа материалов [123] и медицины [124].

Вместе с тем, исследования по генерации пучков ионов дейтерия на основе вакуумной дуги были ограничены параметрами разряда, используемого в нейтронных трубках: ток разряда уровня 300 А при длительности импульса около 1 мкс [125]. Дальнейшее повышение интенсивности генерации потоков нейтронов в подобных устройствах возможно только за счет увеличения среднего тока ускоренных дейтонов, которое, в свою очередь, может быть обеспечено:

увеличением амплитуды или длительности импульса тока вакуумного дугового разряда, а также повышением доли ионов дейтерия в плазме дуги, и, соответственно, в ионном пучке. В связи с вышеизложенным, дейтерид циркония представляется перспективным модельным материалом катода для проведения исследований по генерации пучков, содержащих ионы газа и металла в вакуумном дуговом источнике, а повышение доли ионов дейтерия в таких пучках – задачей, имеющей большое практическое значение.

Другим направлением дальнейшего совершенствования ионных источников, связанным с расширением номенклатуры генерируемых ионов, является получение пучков, содержащих ионы непроводящих веществ. В качестве перспективного материала катода, следует, в первую очередь, рассматривать боросодержащие соединения. Пучки ионов бора широко используются для осуществления процессов ионной имплантации в полупроводниковые материалы [126 - 128], а поскольку бориды металлов обладают высокой твердостью [129], то пучки ионов бора перспективны и для имплантации в конструкционные материалы. В связи с тем, что при нормальных условиях электрическая проводимость чистого бора составляет порядка 10^7 Ом·см [130], то функционирование вакуумного дугового разряда с таким катодом затруднено. Для генерации пучков ионов бора в ионных источниках на основе вакуумной дуги возможно применение двух подходов. Первый заключается в нагреве катода из кристаллического бора до температуры свыше 600°C , при которой его проводимость становится порядка $0,1$ Ом·см, что достаточно для стабильного функционирования катодного пятна на его поверхности [131, 132]. Вторым - является изготовление катода вакуумного дугового источника из соединения типа металл-неметалл с высоким содержанием бора и достаточной для функционирования разряда электропроводностью. В качестве таких соединений используют карбид бора B_4C [133] или гексаборид лантана LaB_6 [62]. Поскольку стехиометрическая доля атомов бора во втором соединении выше, а разница в массах у La и B больше, чем у C и B, что важно в случае применения

магнитного сепаратора для получения пучка только ионов бора, то использование в качестве катода гексаборида лантана предпочтительно.

Результаты исследования масс-зарядового состава ионного пучка вакуумного дугового источника с катодом из гексаборида лантана представлены в работе [62]. Однако, детальный анализ масс-зарядового спектра пучка с таким катодом, представленный на рис. 1.9 в работе [62], показал, что зарядности ионов лантана определены неверно. Согласно времени регистрации ионов лантана цилиндром Фарадея времяпролетного спектрометра [134] относительно импульса, в спектре присутствует группа пиков не ионов La^+ , La^{2+} , La^{3+} , а ионов La^{2+} , La^{3+} , La^{4+} , соответственно. В связи с этим, данные, представленные в [62] по определению доли ионов бора в извлеченном ионном пучке, следует признать ошибочными. Таким образом, в литературе отсутствуют достоверные данные по доле ионов бора в пучке вакуумного дугового ионного источника с катодом из гексаборида лантана. В связи с этим проведение детальных исследований в этом направлении следует признать обоснованным.

1.5. Выводы и постановка задач исследований

Из проведенного анализа литературных данных, представленных в настоящей главе, следует, что интерес к изучению вакуумного дугового разряда, вследствие его использования для генерации пучков многозарядных ионов металлов остается достаточно высоким. Этот интерес обусловлен практическим использованием таких ионных источников для ряда приложений: осуществления ионно-пучковой модификации поверхности и инжекции многозарядных ионов в ускорители высоких энергий. Вместе с тем, несмотря на многолетнюю историю развития и совершенствования вакуумных дуговых ионных источников, ряд вопросов изучен недостаточно и требует проведения дополнительных исследований.

В первую очередь, это относится к дальнейшему развитию методов повышения зарядности ионов в плазме вакуумного дугового разряда, а,

следовательно, и в пучках, генерируемых на основе этого разряда, поскольку оптимальным методом увеличения энергии ионов в пучке является не увеличение ускоряющего напряжения, а повышение зарядности ионов. Исследования в этом направлении позволят не только получить новые количественные данные о протекании процессов ионизации в таком разряде, но и послужат основой при создании недорогих, компактных, радиационно-безопасных источников с энергией ионов в сотни килоэлектронвольт.

Другим моментом дальнейшего совершенствования ионных источников на основе вакуумной дуги является расширение номенклатуры генерируемых ионов. Несмотря на то, что возможность использования в качестве катода вакуумной дуги сплавов и многокомпонентных материалов продемонстрирована в ряде работ, систематического количественного изучения вакуумного дугового разряда с такими катодами проведено не было. Проведение таких исследований интересно, прежде всего, для получения пучков с высокой долей ионов непроводящих или газообразных веществ. Поскольку пучки ионов бора перспективны для осуществления процессов ионной имплантации, а пучки ионов дейтерия интересны для ускорительной и нейтронной техники, проведение исследований параметров плазмы вакуумного дугового разряда с катодами из гексаборида лантана и дейтерида циркония представляются обоснованными.

На основании вышеизложенного, можно сформулировать следующие задачи исследований:

1. Изучение процессов ионизации в плазме сильноточной вакуумной дуги короткой длительности, оптимизация параметров дуги, обеспечивающая достижение максимального зарядового состояния ионов металлов, исследование особенностей влияния внешнего магнитного поля на масс-зарядовый состав ионного пучка.

2. Исследование процессов генерации, параметров и ионно-эмиссионных свойств плазмы вакуумного дугового разряда с многокомпонентными катодами на примере модельных катодов из дейтерида циркония и гексаборида лантана, а так же сплава металлов.

3. Формирование в источниках ионов на основе вакуумного дугового разряда широкоапертурных пучков ионов тяжелых металлов с высокими значениями средней зарядности, пучков с высоким содержанием ионов бора или дейтерия.

ГЛАВА 2. ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ В ИСТОЧНИКЕ НА ОСНОВЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ КОРОТКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА

Настоящая глава диссертации посвящена исследованиям, направленным на изучение процессов генерации многозарядных ионов материала катода в плазме сильноточной (1 – 10 кА) вакуумной дуги короткой, уровня единиц микросекунд, длительности и генерации на основе такого разряда пучков ионов металлов с высокими зарядовыми состояниями. В главе рассматриваются вопросы, связанные с влиянием внешнего магнитного поля на зарядовые состояния ионов материала катода в плазме такого разряда. Приводятся результаты оптимизации параметров импульсной вакуумной дуги, направленные на повышение зарядности ионов. Проведен анализ физических особенностей процессов, ответственных за генерацию многозарядных ионов металлов в плазме сильноточной вакуумной дуги с короткой длительностью импульса, и сделаны выводы.

2.1. Методика и техника эксперимента

Исследования по генерации импульсных пучков многозарядных ионов металлов проводились на экспериментальном стенде (рис. 2.1) лаборатории плазменных источников Института сильноточной электроники СО РАН, включающем в себя ионный источник Mevva - V.Ru [75 - 77], высоковольтный терминал, оборудованный импульсными схемами питания разрядов и магнитного поля, рассчитанный на ускоряющее напряжение до 60 кВ, вакуумную камеру объемом 0,6 м³, времяпролетный спектрометр и систему диагностики ионного пучка. Откачка вакуумной камеры до остаточного давления $3 \cdot 10^{-7}$ Торр осуществлялась «безмасляным» способом: спиральным насосом Anest Iwata ISP-500B в качестве форвакуумного, и криогенным насосом НВК 250-3,2 в качестве высоковакуумного, со скоростями откачки 8 л/с и 3200 л/с, соответственно. Обеспечение давления уровня менее 10^{-6} Торр является важным

моментом при проведении настоящих исследований, поскольку при более высоком давлении наличие остаточного газа в разрядном промежутке может приводить к снижению доли многозарядных ионов в плазме разряда за счет их перезарядки на нейтралах газа, так как сечение этого процесса σ_{ex} имеет сильную степенную зависимость от зарядности иона Q_i : $\sigma_{ex} \sim Q_i^{(2 \div 5)}$ [135].



Рисунок 2.1. Фотография экспериментального стенда. 1 - блок управления вакуумной системой и разрядами, 2 - высоковольтный терминал, 3 - вакуумная камера, 4 - времяпролетный спектрометр, 5 - система «безмасляной» откачки.

Импульсный вакуумный дуговой ионный источник Mevva - V.Ru (рис. 2.2), схематическая конструкция которого была приведена ранее (см. рис. 1.6), размещался на торце вакуумной камеры в высоковольтном терминале с заземленными металлическими стенками. В обычном для этого ионного источника режиме с длительностью импульса вакуумной дуги порядка 250 мкс, его функционирование происходит следующим образом. Приложение высоковольтного импульса «поджигающего» разряда с амплитудой напряжения до 15 кВ и передним фронтом менее 1 мкс между катодом 1 и иницирующим электродом 2 (см. рис. 1.6) приводит к зажиганию разряда по поверхности керамики, расположенной между этими электродами и инициированию вакуумной дуги между катодом 1 и полым анодом 3. В дальнейшем ток

вакуумной дуги величиной до 1 кА поддерживается формирующей линией длительностью 250 мкс и импедансом 1,2 Ом. При горении дуги, плазма материала катода заполняет полый анод 3 с расположенным на его торце сетчатым эмиссионным электродом. Формирование ионного пучка осуществляется в многоапертурной трехэлектродной ускоряюще-замедляющей системе 4 при приложении ускоряющего напряжения величиной 10 - 60 кВ. Диаметр элементарного отверстия многоапертурной трехэлектродной ускоряюще-замедляющей системы составлял 5 мм, а диаметр самой системы и, следовательно, диаметр формируемого в ней ионного пучка 10 см.

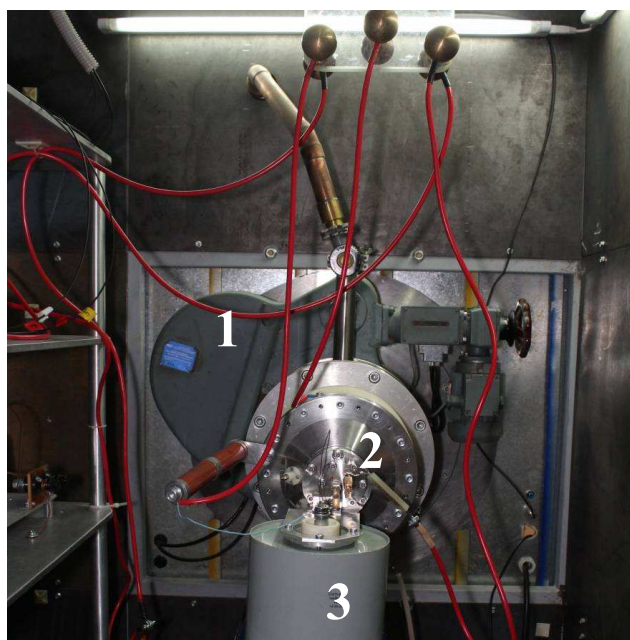


Рисунок 2.2. Фотография импульсного вакуумного дугового ионного источника Mevva - V.Ru с разрядной системой в высоковольтном терминале. 1 - вакуумный затвор, 2 - ионный источник Mevva - V.Ru, 3 - малоиндуктивный разрядный конденсатор.

При проведении исследований по генерации пучков многозарядных ионов металла в сильноточной вакуумной дуге короткой длительности импульса, представленных в настоящем разделе диссертации, и экспериментов по генерации многокомпонентных ионных пучков с длительностью импульса от единиц до десятков микросекунд (см. Главу 3) использовались: система формирования ионного пучка, полый анод и схема инициирующего разряда ионного источника

Mevva - V.Ru, а многокатодный узел и формирующая линия заменялись на однокатодный узел и конденсатор с меньшей индуктивностью, обеспечивающий импульс тока дуги длительностью в единицы микросекунд.

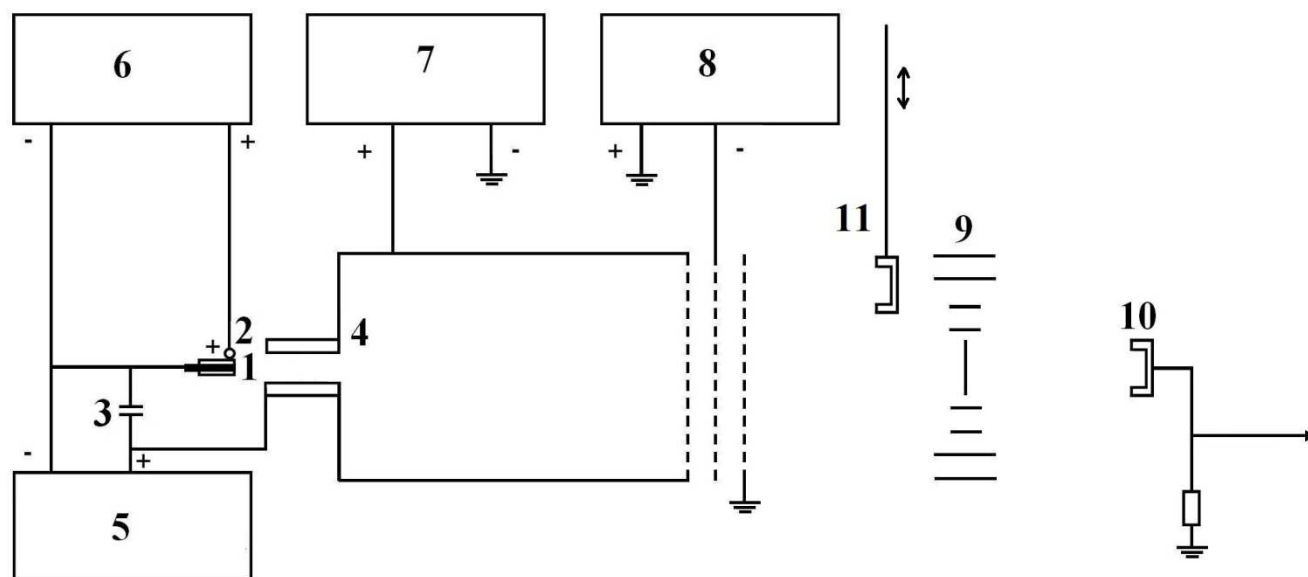


Рисунок 2.3. Принципиальная схема эксперимента. 1 - катод, 2 - инициирующий электрод, 3 - разрядный конденсатор, 4 - анод, 5 - источник питания дугового разряда, 6 - источник питания инициирующего разряда, 7 - источник питания ускоряющего напряжения, 8 - источник питания напряжения отсечки, 9 - затвор времяпролетного спектрометра, 10 - цилиндр Фарадея спектрометра, 11 – подвижный цилиндр Фарадея.

Принципиальная схема, используемая при проведении исследований, представлена на рис. 2.3. Как и в случае функционирования ионного источника Mevva - V.Ru, импульс поджигающего разряда прикладывался между катодом 1 и инициирующим электродом 2 и инициировал зажигание вакуумного дугового разряда с образованием катодных пятен вакуумной дуги на торце катода. Импульс тока вакуумного дугового разряда обеспечивался разрядкой конденсатора 3 между катодом 1 и анодом 4. Для питания разряда в качестве разрядного конденсатора использовались малоиндуктивные (менее 20 нГн) конденсаторы емкостью 0,1, 0,22, 1 и 10 мкФ, а также конденсатор емкостью 20 мкФ с индуктивностью порядка 300 нГн. Длительность импульса тока дуги (здесь и далее - ширина на полувысоте) при этом составляли 0,7, 1, 2, 6, и 10 мкс,

соответственно. Конденсатор заряжался от отдельного источника питания 5 напряжением до 10 кВ, и его разрядка обеспечивала формирование импульса вакуумного дугового разряда с амплитудой тока до 10 кА.

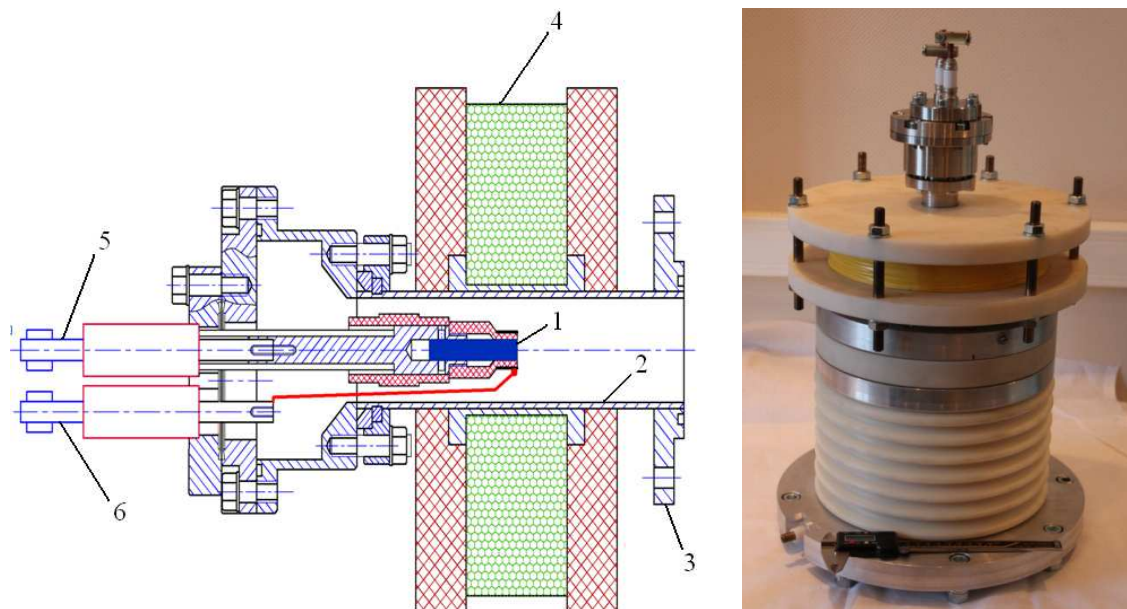


Рисунок 2.4. Схематическая конструкция и фотография разрядной системы с магнитным полем. 1 - катод, 2 - анод, 3 - посадочный фланец, 4 - соленоид, 5 - ввод катода, 6 - ввод инициирующего электрода.

Схематическая конструкция и фотография разрядной системы с внешним магнитным полем представлена на рис. 2.4 [136]. Импульсный вакуумный дуговой разряд функционировал между катодом 1 диаметром 6,3 мм, выполненным из материала, ионы которого требовалось получить, и протяженным полым анодом 2, представляющим собой трубу из нержавеющей стали с внутренним диаметром 32 мм. Катод и инициирующий электрод размещались на узле высоковольтного вакуумного ввода, имеющего два проходных керамических изолятора. Протяженный полый анод 2 был соединен с анодом источника Mevva - V.Ru с помощью посадочного фланца 3.

Главными особенностями такой системы было наличие протяженного полого анода 2, длиной 150 мм, и размещенного на нем короткого соленоида 4, создающего внешнее импульсное магнитное поле. Величина магнитного поля определялась с помощью измерительной катушки, содержащей 4 витка со

средним диаметром намотки 10,5 мм, размещаемой внутри анода на оси разрядной системы. При этом величина магнитного поля оценивалась по известной формуле [137]:

$$B = -\left(\frac{1}{NS}\right) \int_0^t \varepsilon dt, \quad (2.1)$$

где B - индукция магнитного поля (Тл), N - количество витков в измерительной катушке, S - площадь сечения измерительной катушки (м^2), ε - ЭДС, наводимая в катушке (В), t - время импульса (с). Из-за скин-эффекта в элементах конструкции сердечника соленоида, стенок полого анода и элементов конструкции источника достижение магнитным полем максимального значения запаздывало относительно максимума импульса тока соленоида на 500 мкс. Измерения величины индукции магнитного поля при импульсе тока соленоида длительностью 3,5 мс и амплитуде 150 А показали что она составляет 0,5 Тл. Регулирование индукции магнитного поля осуществлялось изменением тока соленоида. Так как длительность импульса тока соленоида и, соответственно, длительность импульса магнитного поля были более, чем на два порядка величины больше, чем длительность тока разряда, изменение величины магнитного поля за время разрядного импульса составляло менее 2 %, и магнитное поле для данного случая можно было считать квазистационарным.

В экспериментах без наложения магнитного поля на катодную область разряда использовалась однокатодная версия ионного источника Mevva - V.Ru, схематическая конструкция и фотография которого представлены на рис. 2.5. В качестве анода использовался анод ионного источника Mevva - V.Ru или сетка (на рисунке не показана), устанавливаемая перед катодом 1 и электрически соединенная с анодом ионного источника 2. Расстояние между сеткой и катодом регулировалось в пределах от 3 до 50 мм.

При проведении настоящих исследований в качестве материала катода использовались магний, алюминий, цирконий, олово, тантал, золото, свинец, и висмут, но в данной главе, для удобства сравнения результатов, полученных при

разных условиях экспериментов, в основном представлены данные для катодов, выполненных из золота, висмута и свинца.

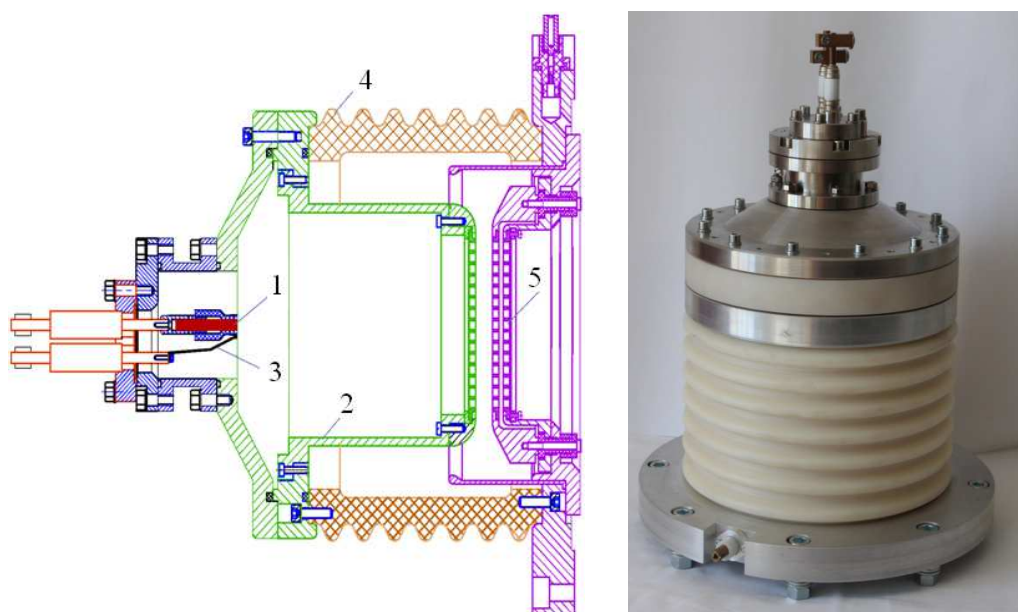


Рисунок 2.5. Схематическая конструкция ионного источника с разрядной системой без магнитного поля. 1 - катод, 2 - анод, 3 - инициирующий электрод, 4 - высоковольтный изолятор, 5 - многоапертурная трехэлектродная ускоряюще-замедляющая система.

Форма импульса тока разряда, напряжения, приложенного к разрядному промежутку, и мощности в промежутке для случая свинцового катода и конденсатора емкостью 1 мкФ, заряженного до напряжения порядка 6 кВ, в качестве примера представлены на рис. 2.6. Длительность импульса тока дуги по основанию составляла порядка 4 мкс, при этом напряжение на промежутке в течение первых 4 мкс превышало 1 кВ, приводя к достижению мощности в первой половине импульса тока уровня в единицы мегаватт. Следует отметить, что повторяемость формы импульса тока была достаточно высокая для импульсных вакуумных разрядов: длительность импульса тока от импульса к импульсу варьировалась в пределах 20 %, а амплитуда - 15 %, и таким образом, в течение каждого импульса вакуумной дуги обеспечивался режим горения разряда с высоким энерговыделением в разрядном промежутке.

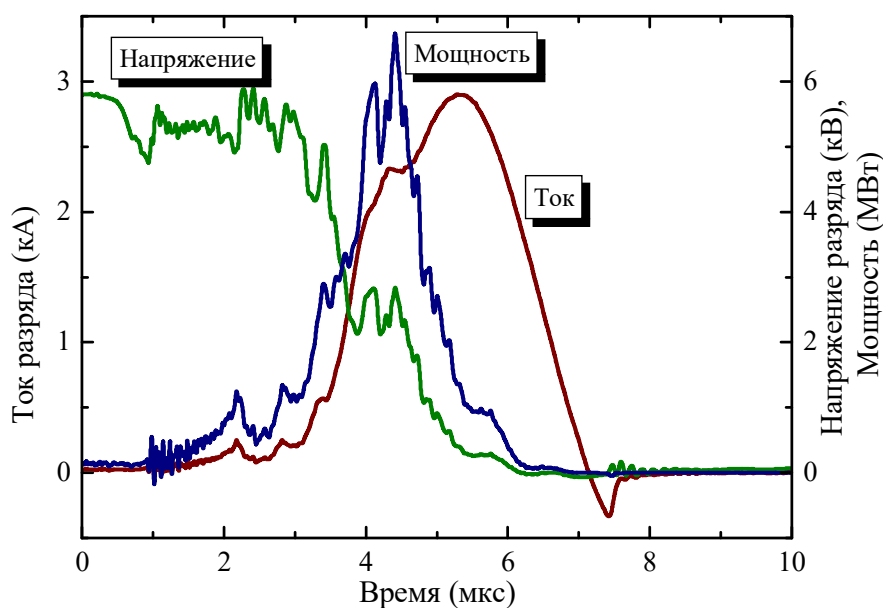


Рисунок 2.6. Форма импульса тока разряда, напряжения, приложенного к разрядному промежутку, и мощности для случая свинцового катода и конденсатора емкостью 1 мкФ.

Типичный импульс тока разряда при использовании катода, выполненного из свинца, в случае использования для питания дуги конденсатора емкостью 1 мкФ, и соответствующий ему импульс ионного тока пучка при ускоряющем напряжении ионного источника 30 кВ представлен, в качестве примера, на рис. 2.7. Ток ионного пучка измерялся подвижным цилиндром Фарадея с входной апертурой площадью 10 см^2 , находящемся на расстоянии 76 см от ионно-ускоряющей системы ионного источника. Для подавления вторичной ионно-электронной эмиссии и потока электронов из пучковой плазмы в цилиндре использовалось поперечное магнитное поле индукцией 40 мТл. Поскольку апертура цилиндра Фарадея была существенно меньше сечения ионного пучка, он регистрировал только часть тока пучка. Общий ток ионного пучка составлял величину в 7 раз превышающую значение ионного тока на цилиндр Фарадея, размещенный на оси пучка, и для приведенного случая был примерно равен 0,5 А. Длительность импульса тока ионного пучка превышает длительность импульса тока дуги, что связано с распределением ионов плазмы вакуумной дуги по скоростям [24] и направлениям движения [138], а так же существенной разницей в скоростях тяжелых ионов и более легких ионов остаточных газов [139].

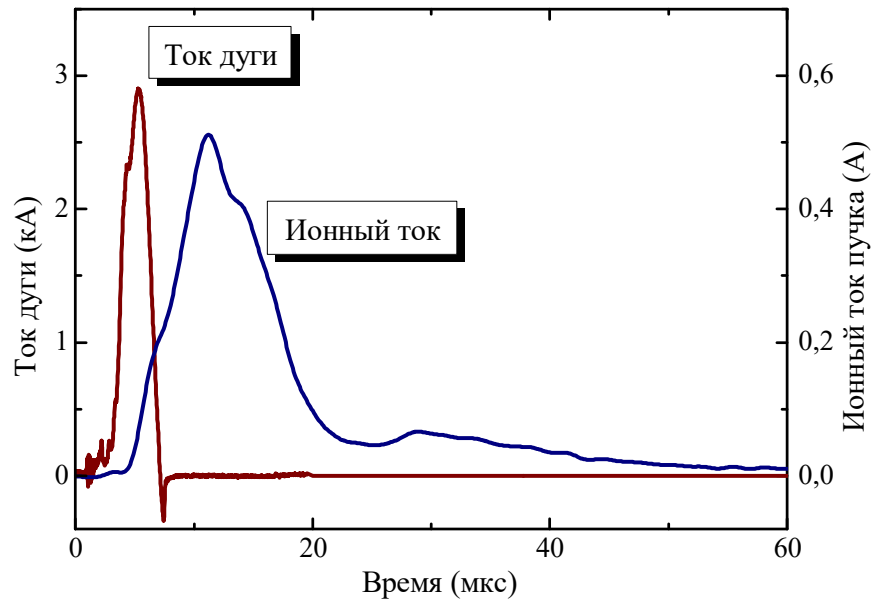


Рисунок 2.7. Ток разряда и соответствующий ему ионный ток для случая свинцового катода и конденсатора емкостью 1 мкФ.

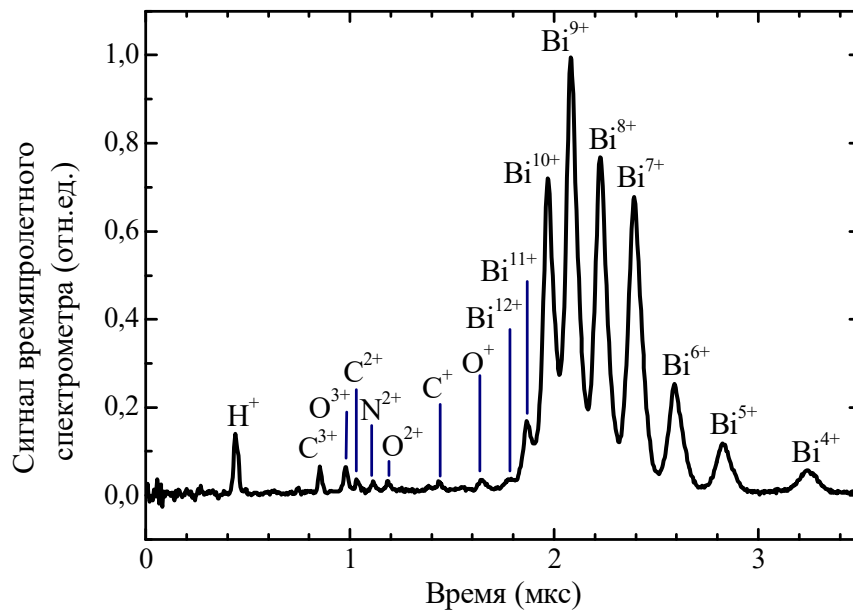


Рисунок 2.8. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута на 12 мкс после начала импульса разряда. Импульс ток дуги – 2 кА и 2 мкс, ускоряющее напряжение – 25 кВ, давление – $6,5 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Времяпролетный спектрометр, с помощью которого осуществлялся анализ масс-зарядового состава ионного пучка, извлекаемого из плазмы дугового разряда, был размещен на противоположном торце от ионного источника вакуумной камеры на расстоянии 140 см от ускоряющей системы ионного

источника. Спектрометр включал в себя затвор и цилиндр Фарадея, расстояние между которыми составляло 100 см. Более детально конструкция спектрометра описана в работе [25]. Типичный масс-зарядовый спектр ионного пучка, извлекаемого из плазмы исследуемого в настоящей работе вакуумного дугового разряда, полученный с помощью времяпролетного спектрометра, представлен на рис. 2.8. Каждому пику спектра ионов одного вида, с определенными зарядностью и массой, соответствует свое время пролета t_i базы спектрометра L . Значение t_i , определяемое как промежуток времени между приложением к затвору спектрометра отклоняющего импульса и сигналом в цепи цилиндра Фарадея, зависит от энергии ускоренных ионов eQ_iU_{acc} как:

$$t_i = L \sqrt{\frac{M_i}{2eU_{acc}Q_i}}, \quad (2.2)$$

где, L – база спектрометра [25]. По времени t_i , регистрируемому осциллографом, определялось соотношение M_i/Q_i для каждого пика ионов. Также для определения пиков элементов по известному пику ионов определенного соотношения массы M_1 и зарядности Q_1 в спектре использовалась формула:

$$t_i = \frac{\sqrt{M_1/Q_1}}{\sqrt{M_2/Q_2} - \sqrt{M_1/Q_1}} \Delta t_{12}, \quad (2.3)$$

где M_2 и Q_2 – масса и зарядность ионов, соответствующих не идентифицированному пику, Δt_{12} – время между пиками, соответствующими этим ионам. Для определения количественного содержания ионов конкретного вида вычислялось значение временного интеграла пика масс-зарядового спектра, соответствующего этому виду ионов, и по доле значения интеграла в сумме интегралов пиков для всех ионов определялась доля ионов этого вида в пучке, а следовательно, и в плазме разряда.

Измерение тока дугового разряда осуществлялось с помощью пояса Роговского «Pearson™ Current Monitor» с чувствительностью 0,01 В/А. Напряжение на разрядом промежутке измерялось высоковольтным пробником Tektronix™ P6015A с полосой пропускания до 75 МГц. Для измерения

импульсных сигналов использовался осциллограф Tektronix™ MDO 3014 с частотой пропускания 100 МГц.

Таким образом, для решения задач настоящей диссертационной работы было разработано и создано новое, а также модифицировано существующее экспериментальное оборудование, которое позволило провести исследования по генерации многозарядных ионов в вакуумном дуговом разряде в сильноточном режиме горения с короткой длительностью импульса.

2.2. Процессы генерации многозарядных ионов в плазме импульсной вакуумной дуги с магнитным полем

Для исследования процессов генерации многозарядных ионов в плазме сильноточной импульсной вакуумной дуги короткой длительности с внешним магнитным полем использовалась разрядная система, представленная на рис. 2.4. Основной мотивацией проведения настоящих исследований являлись результаты работ [35, 40, 83], в которых показано, что создание аксиального магнитного поля величиной более 0,1 Тл в катодной области вакуумной дуги длительностью в сотни микросекунд и амплитудой тока в сотни ампер приводило к появлению в плазме дуги более высоких зарядовых состояний ионов материала катода, росту средней зарядности ионов плазмы (см. табл. 1.2) и реализации возможности использования этого эффекта для приблизительно двукратного увеличения энергии ионов пучка, генерируемого в вакуумном дуговом источнике [87, 84, 140].

Типичные масс-зарядовые спектры ионного пучка при использовании в разрядной системе источника катода из золота при амплитуде импульса тока дуги 1,5 кА для случаев отсутствия магнитного поля и с магнитным полем величиной 0,5 Тл представлены на рис. 2.9 и 2.10, соответственно. Создание магнитного поля приводило к смещению наиболее вероятной зарядности ионов с Au^{5+} на Au^{7+} , а средняя зарядность ионов пучка возрастала с $4,7+$ до $5,6+$. Вместе с тем, максимальное зарядовое состояние ионного пучка, а, следовательно, и плазмы разряда, при создании магнитного поля снижалось с Au^{8+} до Au^{7+} .

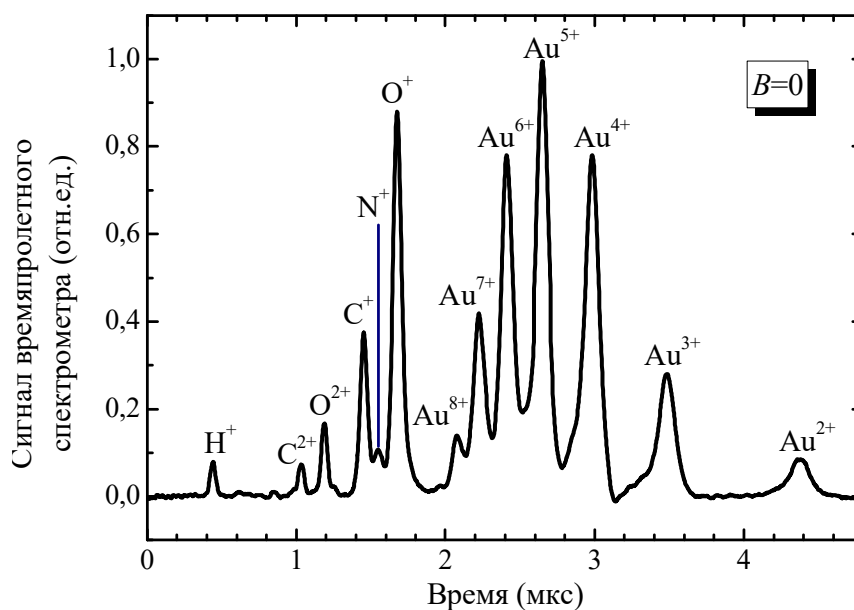


Рисунок 2.9. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из золота без магнитного поля, измеренный на 10 мкс после начала импульса разряда. Ток разряда – 1,5 кА, 6 мкс, ускоряющее напряжение – 28 кВ, давление – $7 \cdot 10^{-7}$ Торр.

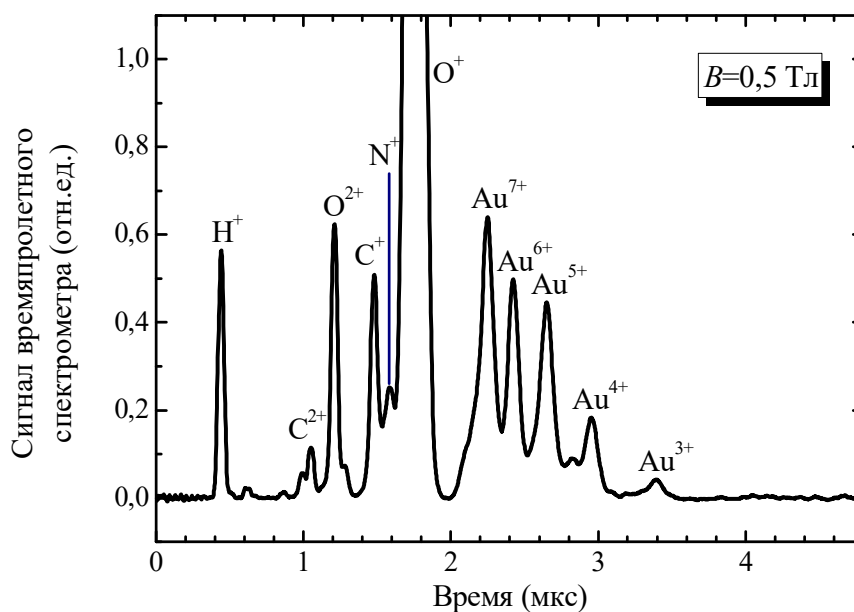


Рисунок 2.10. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из золота с магнитным полем величиной 0,5 Тл, измеренный на 10 мкс после начала импульса разряда. Ток разряда – 1,5 кА, 6 мкс, ускоряющее напряжение – 28 кВ, давление – $7 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Другой характерной особенностью влияния магнитного поля на масс-зарядовый спектр плазмы вакуумной дуги являлось резкое увеличение доли ионов углерода и остаточных газов атмосферы вакуумной камеры: водорода, кислорода и азота. Причем суммарная доля ионов этих примесей в спектре превалировала

над суммарной долей ионов материала катода. Резкий рост примесей в плазме дуги и рост средней зарядности ионов материала катода проявлялись при превышении магнитным полем приблизительно одинакового значения индукции – около 0,1 Тл. Аналогичное поведение масс-зарядового спектра плазмы вакуумной дуги наблюдалось и для всех других исследуемых материалов катода: свинца, висмута и тантала.

Таким образом, влияние магнитного поля на зарядность ионов было двояким. С одной стороны, создание магнитного поля приводило к уменьшению доли ионов наименьших зарядностей в плазме разряда и увеличивало наиболее вероятную зарядность ионов. С другой стороны, приводило к уменьшению доли ионов с максимальными зарядовыми состояниями и появлению в плазме разряда большого количества ионов примесей. При этом увеличение средней зарядности ионов материала катода не превышало 30 %.

Поскольку, особенностью используемой в этих экспериментах разрядной системы являлся протяженный полый анод, геометрические размеры которого были обусловлены необходимостью размещения на нем относительно крупногабаритного соленоида (внешний диаметр – 310 мм, длина – 75 мм) для создания сильного магнитного поля в катодной области разряда, откачка этой области разрядной системы была затруднена. Последнее могло приводить к резкому повышению давления вблизи катода за счет десорбции с электродов разрядной системы остаточных газов при зажигании разряда и уменьшению в плазме дуги доли ионов материала катода с максимальными зарядностями вследствие процесса их перезарядки на нейтралах остаточных газов.

Для выяснения влияния повышения давления при горении разряда были проведены эксперименты с соленоидом магнитного поля существенно меньших размеров (внутренний диаметр – 25 мм, длина – 35 мм), размещенным непосредственно в анодной полости разрядной системы, представленной на рис. 2.5. Катод вакуумной дуги был расположен в центре соленоида, где величина магнитного поля была максимальной. Между соленоидом и анодным фланцем, на котором он устанавливался, имелась кольцевая щель общей

площадью около 7 см^2 для обеспечения откачки катодной области разряда с двух сторон. Использование такой конструкции разрядной системы обеспечивало существенно лучшую откачку катодной области разряда.

Масс-зарядовые спектры ионного пучка при использовании в ионном источнике катода из висмута для случаев отсутствия магнитного поля и с магнитным полем величиной $0,4 \text{ Тл}$ представлены на рис. 2.11 и 2.12, соответственно. Создание магнитного поля, как и в предыдущем случае, смещает наиболее вероятную зарядность ионов материала катода с зарядности Bi^{4+} на Bi^{5+} , но увеличивает как минимальное зарядовое состояние ионов плазмы с Bi^{2+} до Bi^{3+} , так и максимальное с Bi^{5+} до Bi^{6+} . Однако и в этом случае средняя зарядность возрастает незначительно, с $3,5+$ до $4,3+$. В случае магнитного поля, создаваемого таким соленоидом, доля ионов газовых примесей существенно уменьшается по сравнению со случаем разрядной системы с крупногабаритным соленоидом (см. рис. 2.10), но в тоже время она была существенно выше, чем без магнитного поля.

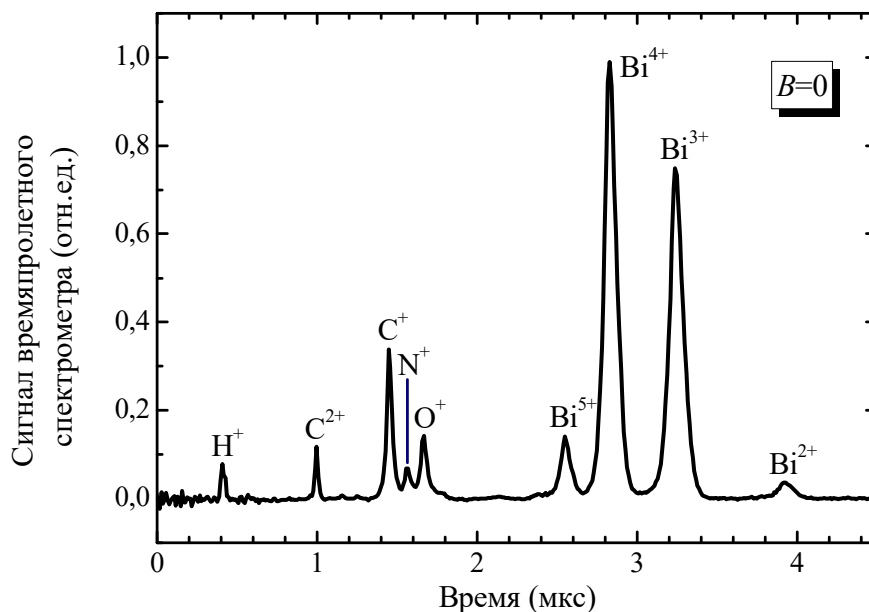


Рисунок 2.11. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута без магнитного поля, измеренный на 18 мкс после начала импульса разряда. Ток разряда – $1,9 \text{ кА}$, 2 мкс , ускоряющее напряжение – 32 кВ , давление – $6 \cdot 10^{-7} \text{ Торр}$.

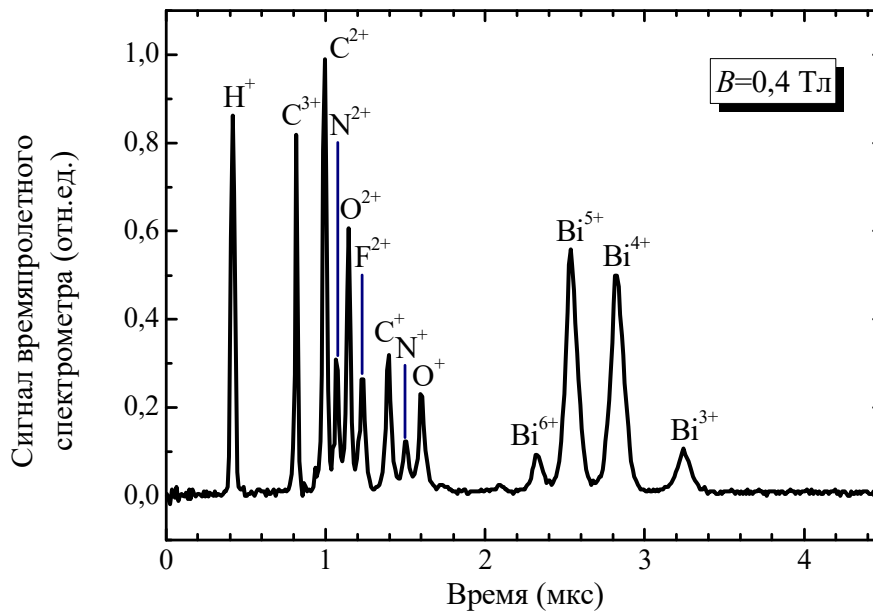


Рисунок 2.12. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута с магнитным полем величиной 0,4 Тл, измеренный на 18 мкс после начала импульса разряда. Ток разряда – 1,9 кА, 2 мкс, ускоряющее напряжение – 32 кВ, давление – $6 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Вывод, который следует сделать из представленных в настоящем разделе экспериментальных исследований, заключается в том, что создание в катодной области сильноточного вакуумного дугового разряда с длительностью импульса уровня единиц микросекунд сильного магнитного поля не приводило, в отличие от вакуумной дуги большей длительности, к значительному увеличению зарядности ионов плазмы и, таким образом, использование для повышения зарядности ионов такого подхода не является оптимальным. Анализ физических особенностей функционирования разряда, приводящих к такому парадоксальному результату, проведен далее, в разделе 2.4.

2.3. Оптимизация параметров импульсной вакуумной дуги без внешнего магнитного поля для достижения высокой зарядности ионов

На момент начала исследований, представленных в настоящей работе, максимальные зарядовые состояния в распределении ионов плазмы вакуумной дуги по зарядностям были достигнуты при использовании двух подходов: при нагреве плазмы вакуумного дугового разряда микроволновым излучением

мощного гиротрона [98] в открытой магнитной ловушке типа пробкотрон и в импульсном вакуумном дуговом разряде при длительности импульса тока разряда 1,5 мкс и его амплитуде 1,5 кА [102]. Несомненными преимуществами второго метода являются техническая простота его реализации и более высокая максимальная зарядность ионов - Au^{11+} . В данном разделе диссертации представлены результаты исследований по дальнейшему повышению зарядности ионов материала катода при реализации этого подхода.

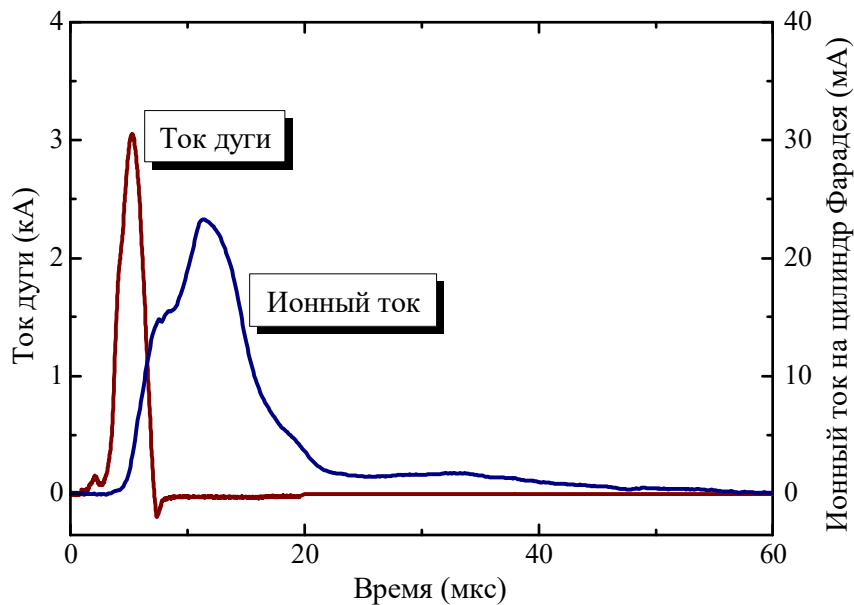


Рисунок 2.13. Импульс тока дуги с катодом из висмута при разряде конденсатора емкостью 1 мкФ, заряженного до 5,5 кВ, и соответствующий ток ионного пучка, измеренный цилиндром Фарадея. Ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $3 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Для исследования процессов генерации многозарядных ионов в плазме сильноточной импульсной вакуумной дуги короткой длительности без внешнего магнитного поля использовалась разрядная система, представленная на рис. 2.5. Выбор висмута в качестве наиболее исследуемого материала катода был обусловлен двумя моментами: первый – вследствие существенной разницы масс ионов висмута и ионов остаточных газов эти два компонента ионного пучка легко различимы в масс-зарядовом спектре времяпролетного спектрометра и второй – при проведении экспериментов в распоряжении имелся висмут с чистотой 99 %, что было достаточно для обеспечения низкого уровня сигналов примесей в масс-

зарядовом спектре.

Импульс тока дуги, в случае использования катода из висмута при длительности импульса 2 мкс, и соответствующий ему импульс ионного тока пучка, измеренный подвижным цилиндром Фарадея, размещенным на оси пучка, представлены, в качестве примера, на рис. 2.13. При амплитуде импульса тока дуги 3 кА, амплитуда импульса тока ионного пучка, измеренная цилиндром Фарадея, была порядка 25 мА. Амплитуда импульса общего ионного тока пучка составляла примерно 0,2 А. Длительность импульса тока ионного пучка на полувысоте была 8 мкс и, таким образом, превышала длительность импульса тока дуги в 4 раза.

Временные зависимости относительного содержания ионов висмута различных зарядностей в ионном пучке представлены на рис. 2.14. Из приведенных зависимостей следует, что в плазме вакуумного дугового разряда присутствовали ионы этого материала катода с зарядностями от 1+ до 12+. Момент появления ионов зависел от их зарядности: более высокозарядные ионы (6+ – 12+) появлялись по прошествии 5-ти мкс после начала импульса тока дуги, а ионы более низких зарядностей наблюдались значительно позже. Так, ионы с зарядностью 3+ регистрировались после 10-ой мкс, а ионы с зарядностью 2+ через 18 мкс после начала импульса тока разряда. Длительность импульса тока ионов зависела обратно пропорционально от их зарядности и, если для ионов с зарядностью 12+ она составляла 6 мкс, то для ионов с зарядностью 3+ она была порядка 40 мкс по основанию импульса. Максимальная амплитуда сигнала времяпролетного спектрометра для приведенных зависимостей приходилась на ионы с зарядностью 6+, ток которых составлял примерно третью часть от суммарного тока ионов материала катода всех зарядностей. Из представленных зависимостей следует, что ширина на полувысоте импульса самой минимальной (1+) и самой максимальной (12+) зарядностей ионов различаются более чем в 8 раз, что может свидетельствовать о существенном различии физических процессов при генерации этих ионов.

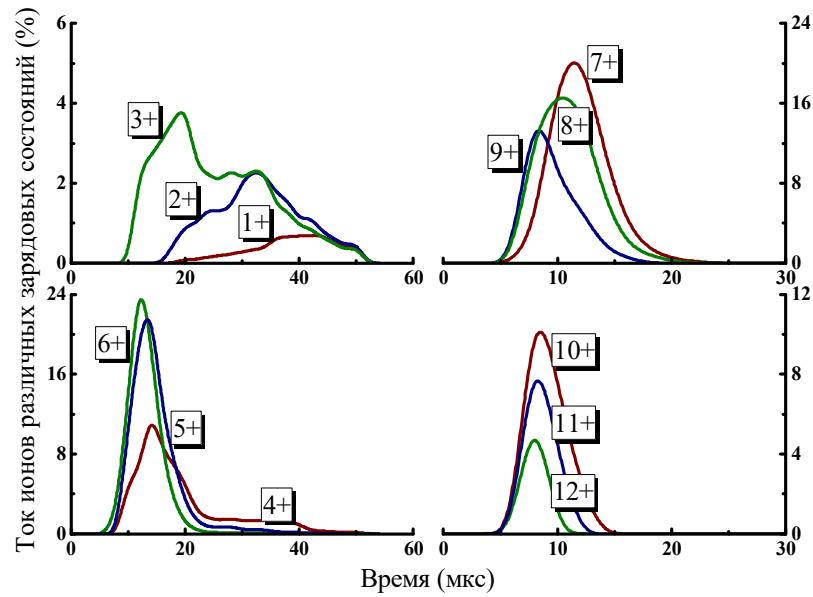


Рисунок 2.14. Временные зависимости относительного содержания ионов висмута различных зарядностей в пучке. Длительность тока дуги – 2 мкс, амплитуда тока дуги – 3 кА, ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $3 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Временные зависимости средней зарядности ионов висмута и их интегральной средней зарядности в извлеченном ионном пучке представлены на рис. 2.15. В отличие от средней зарядности ионов пучка, которая согласно [30], определяется выражением:

$$\langle Q_i \rangle = \frac{\sum_{Q_i=Q_{\min}}^{Q_{\max}} Q_i n_Q}{\sum_{Q_i=Q_{\min}}^{Q_{\max}} n_Q}, \quad (2.4)$$

где, Q_{\max} и Q_{\min} – максимальный и минимальный заряд ионов, соответственно, n_Q – количество ионов зарядности Q_i в ионном пучке, интегральная средняя зарядность ионов $\langle Q_{\text{int}} \rangle$ рассчитывалась, как:

$$\langle Q_{\text{int}} \rangle = \frac{\sum_{Q_i=Q_{\min}}^{Q_{\max}} \int_0^t Q_i(t) n_Q(t) dt}{\sum_{Q_i=Q_{\min}}^{Q_{\max}} \int_0^t n_Q(t) dt}, \quad (2.5)$$

и определяла средний заряд ионов пучка, на временном промежутке после начала

импульса тока ионного пучка до момента t . В отличие от средней зарядности, которая показывает только средний заряд ионов без учета их количества в пучке, интегральная средняя зарядность учитывает количество ионов и, таким образом, определяет средний зарядовый состав ионного пучка, полученный к конкретному моменту времени импульса или, если время интегрирования t равно длительности импульса, в течение всего импульса. Несмотря на то, что средняя зарядность ионов в течение импульса снижалась с $9,3+$ до $1,8+$ (см. рис. 2.15), кратность уменьшения интегральной средней зарядности ионов была существенно меньше. За время импульса она спадает со значения $9,3+$ до $5+$, причем, начиная с 30-ой мкс остается практически неизменной. Это обусловлено тем, что, хотя к концу импульса средняя зарядность ионов существенно снизилась, ионный ток в этот момент также значительно уменьшился. Таким образом, влияние низкозарядных ионов в конце импульса, вследствие небольшой величины их ионного тока, менее значительно и данный метод повышения зарядности ионов может применяться для процессов, где необходима высокая средняя зарядность ионов в пучке "за импульс", например, для увеличения глубины пробега ионов в мишени при осуществлении ионной модификации поверхности.

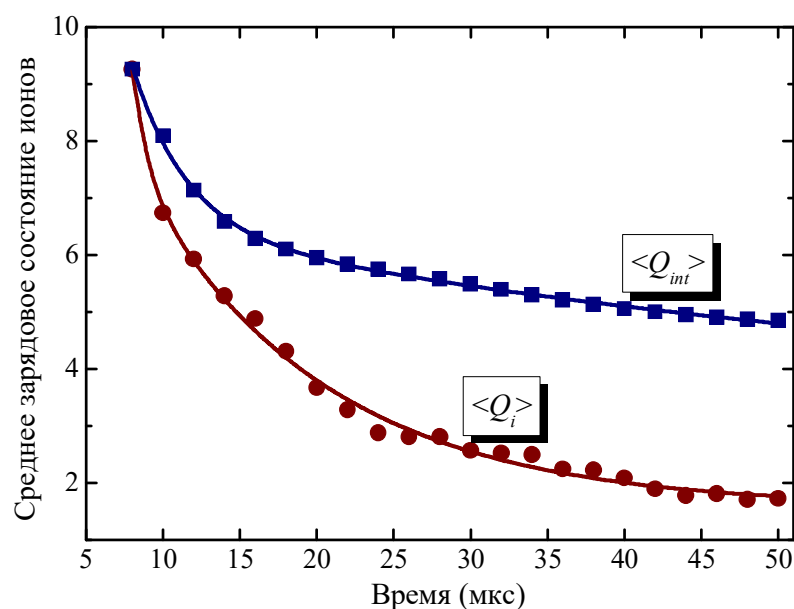


Рисунок 2.15. Зависимости средней зарядности ионов висмута $\langle Q_i \rangle$ и интегральной средней зарядности ионов $\langle Q_{int} \rangle$ в ионном пучке от времени после приложения инициирующего импульса для условий рис. 2.14.

Для определения условий, при которых обеспечивается генерация максимальных зарядностей ионов, проводились специальные исследования, цель которых заключалась в определении зависимости масс-зарядового состава пучка от амплитуды импульса тока дуги. Рассмотрим порядок проведения таких исследований на примере дуги с длительностью импульса тока 2 мкс. При амплитуде тока дуги порядка 1 кА (рис. 2.16) максимальная зарядность ионов висмута наблюдалась на 12-ой мкс после начала импульса тока дуги и составляла Bi^{5+} , при средней зарядности ионов в пучке $2,9+$. Наиболее вероятное зарядовое состояние приходилось на Bi^{3+} , при этом в пучке присутствовало небольшое количество ионов с зарядностью Bi^{+} . Здесь и далее под наиболее вероятным зарядовым состоянием ионов в распределении ионов по зарядностям принималась зарядность, амплитуда пика которой в масс-зарядовом спектре максимальна по отношению к другим зарядностям ионов данного материала катода. При увеличении амплитуды импульса тока дуги до 2,9 кА (рис. 2.17) максимальная зарядность ионов увеличивалась до Bi^{12+} , средняя зарядность ионов – до $7,7+$, минимальная зарядность – до Bi^{5+} , а наиболее вероятное зарядовое состояние ионов смещалось на пик ионов Bi^{7+} [141]. Дальнейшее повышение тока дуги до уровня 8,6 кА (рис. 2.18) приводило к спаду максимальной зарядности ионов до Bi^{9+} , средней зарядности ионов – до $6,8+$, но при этом наиболее вероятное и минимальное зарядовые состояния ионов оставались на Bi^{7+} и Bi^{5+} , соответственно. Важно отметить, что при превышении амплитуды тока дуги более 3,5 кА доля ионов примесей в пучке таких элементов как: водород, углерод, азот, кислород, резко увеличивалась. Таким образом, зависимость максимального зарядового состояния ионов материала катода от амплитуды импульса тока дуги имела немонотонный характер. Детальные исследования показали, что амплитуда тока дуги порядка 3,5 кА является оптимальным значением, при котором достигалась максимальная зарядность ионов для данной длительности разряда. Для других длительностей импульса тока дуги и материалов катода, исследуемых в эксперименте, оптимальный ток лежал в пределах от 3 до 5 кА.

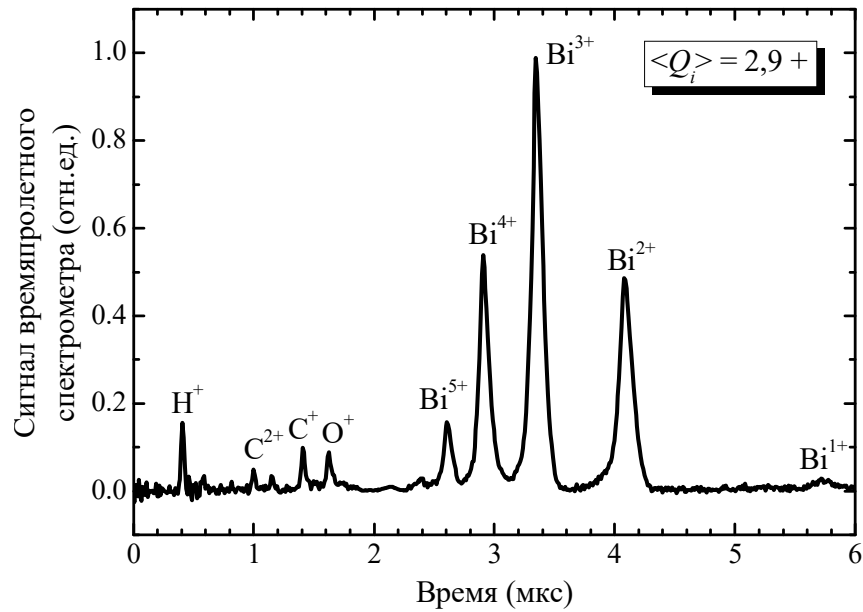


Рисунок 2.16. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута и амплитуде импульса тока дуги 1 кА, длительность импульса тока дуги – 2 мкс. Время измерения – 12-я мкс после начала импульса тока дуги, ускоряющее напряжение – 32 кВ, давление – $4 \cdot 10^{-7}$ Торр.

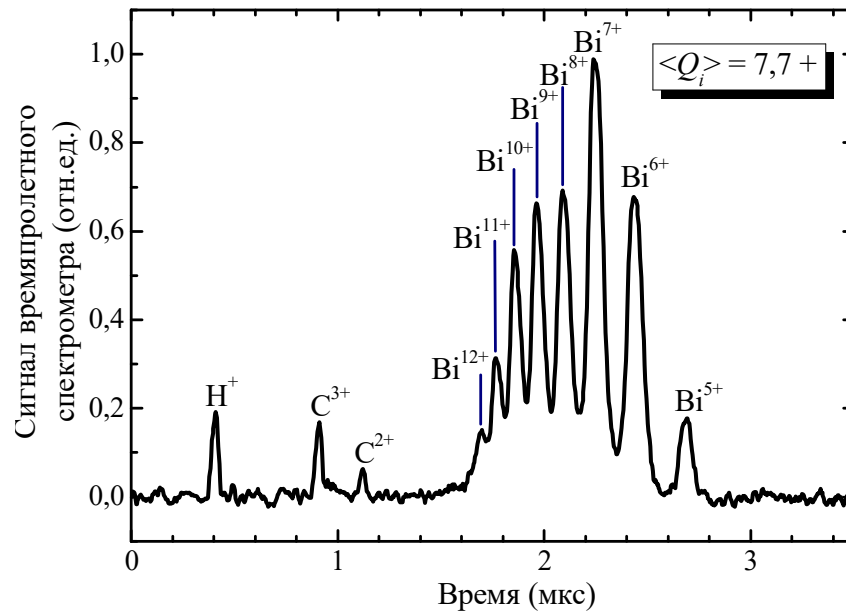


Рисунок 2.17. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута и амплитуде импульса тока дуги – 2,9 кА, длительность импульса тока дуги – 2 мкс. Время измерения – 12-я мкс после начала импульса тока дуги, ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $4 \cdot 10^{-7}$ Торр.

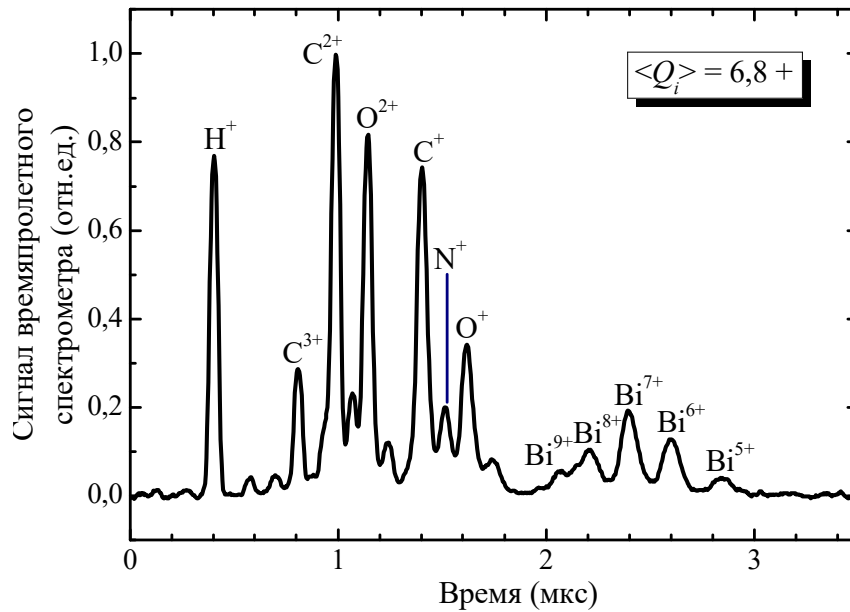


Рисунок 2.18. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута и амплитуде импульса тока дуги – 8,6 кА, длительность импульса тока дуги – 2 мкс. Время измерения – 12-я мкс после начала импульса тока дуги, ускоряющее напряжение – 26 кВ, давление – $4 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Результаты по значительному увеличению максимальной и средней зарядности ионов при оптимальном токе дуги были получены и для других материалов катода вакуумного дугового разряда. Как и в случае катода из висмута, максимальный рост зарядовых состояний ионов наблюдался при оптимальном токе разряда. Для более легких ионов, таких как: магний, алюминий оптимальный ток дуги был равен примерно 5 кА. Для более тяжелых ионов, таких как: тантал, золото, свинец, висмут оптимальный ток дуги был меньше и составлял 4; 3,7; 3,6; 3,5 кА, соответственно. Для всех исследуемых материалов катодов наблюдалось существенное увеличение как максимальной, так и средней зарядностей ионов именно при оптимальных токах дуги, различных для конкретного материала катода.

Увеличение максимального зарядового состояния ионов наблюдалось для магния и алюминия вплоть до Mg^{4+} и Al^{4+} (табл. 2.1), соответственно, при этом средняя зарядность ионов этих материалов катодов увеличилась до 2,8+. Отметим, что при методе повышения зарядности ионов с использованием сильного магнитного поля (см. табл. 1.2) средняя зарядность ионов магния и

алюминия была ниже и составляла 2^+ и $2,2^+$, соответственно. Так же отметим, что присутствие в пучке ионов магния с зарядовым состоянием Mg^{4+} , имеющих потенциал ионизации 118,4 эВ, является рекордным для вакуумных дуговых ионных источников.

Для циркония максимальная зарядность ионов возрастала до Zr^{5+} , а средняя зарядность ионов была повышена до $4,3^+$. При использовании олова в качестве материала катода наблюдался рост максимальной зарядности ионов до Sn^{8+} , при росте средней зарядности ионов $5,8^+$. Вновь обращаясь к данным табл. 1.2, в которой средняя зарядность ионов олова составляла $2,2^+$, отметим, что в настоящих экспериментах средняя зарядность ионов этого материала катода была выше примерно в 2,5 раза.

Таблица 2.1. Распределение зарядностей ионов в пучке для различных материалов катодов при длительности тока дуги 2 мкс. $I_0=3,5 - 5$ кА, $U_{acc}=30$ кВ, $p < 9 \cdot 10^{-7}$ Торр. E - потенциал ионизации [142].

Катод		Q_i												$\langle Q_i \rangle$	
		2+	3+	4+	5+	6+	7+	8+	9+	10+	11+	12+	13+		14+
Mg	%	27	47	26											2,8
	E (эВ)	15	79	118											
Al	%	19	72	9										2,8	
	E (эВ)	19	29	116											
Zr	%	1	4	50	45									4,3	
	E (эВ)	13	22	34	78										
Sn	%		2	5	23	35	31	4						5,8	
	E (эВ)		31	42	74	99	124	148							
Ta	%				1	7	20	34	19	11	8			8	
	E (эВ)				49	93	119	139	160	180	213				
Au	%					5	15	19	23	16	12	10		8,7	
	E (эВ)					88	105	123	141	159	176	250			
Pb	%			1	5	8	13	20	22	15	9	4	3	8,2	
	E (эВ)			44	67	88	109	130	150	171	195	216	238		
Bi	%					3	5	15	17	19	17	12	8	4	9,7
	E (эВ)					108	130	151	173	195	221	243	266	288	

Максимальное зарядовое состояние ионов тантала и свинца в данных экспериментах увеличивалось до Ta^{11+} и Pb^{13+} при средней зарядности $8+$ и $8,2+$, соответственно. Для катода из золота максимальная зарядность ионов возрастала до Au^{12+} , а средняя зарядность ионов – до $8,7+$, причем наиболее вероятная зарядность ионов была Au^{9+} . Указанные значения изменения зарядностей ионов золота в пучке вакуумного дугового ионного источника являются рекордными и превышают аналогичные величины, достигнутые в работе [102]: максимальная зарядность ионов золота в пучке была Au^{11+} , а средняя зарядность – $6,1+$.

В работе [102] было выдвинуто предположение, что наличие оптимального тока дуги, при превышении которого наблюдалось снижение зарядностей ионов материала катода, связано с резким импульсным нагревом поверхности катода в начальный период импульса тока дуги. При этом происходит образование паров материала катода и десорбция атомов остаточных газов, адсорбированных на поверхность катода в промежутке между импульсами дуги из остаточной атмосферы вакуумной камеры. Вследствие этого, появление паров материала катода и остаточных газов в разрядном промежутке ведет к уменьшению зарядности ионов материала катода, как за счет снижения температуры плазмы, так как часть энергии электронов плазмы расходуется на ионизацию и возбуждение нейтралов, так и за счет процессов нерезонансной перезарядки многозарядных ионов, поскольку сечение процесса перезарядки зависит от зарядности ионов как степенная функция. Для выяснения этого вопроса были проведены исследования состояния поверхности катода при различных амплитудах импульса тока разряда.

На рис. 2.19 представлены фотографии рабочей поверхности катода из висмута до и после функционирования дуги с длительностью импульса тока разряда 6 мкс. На первой фотографии представлена исходная поверхность катода, на которой видно, что она темная, матовая, со следами оксидной пленки, без выраженного рельефа. На следующей фотографии показан катод после функционирования дуги с амплитудой импульса тока 2,5 кА, что является ниже значения оптимального тока разряда. Суммарный заряд, прошедший через дугу,

для этого случая составлял 30 Кл. Рабочая поверхность катода при этом изменялась. Она становилась светлой, но следов оплавления не наблюдалось, хотя были отчетливо видны характерные следы функционирования катодных пятен на поверхности катода. На последней фотографии представлен катод после функционирования дуги при значении амплитуды импульса тока выше оптимального - 5,3 кА, причем заряд, прошедший через дугу, был меньше предыдущего случая почти в 4 раза. Видно, что поверхность катода приобрела характерный металлический блеск, и произошло сглаживание микрорельефа поверхности. Самым простым и логичным объяснением такого изменения структуры поверхности может быть то, что температура поверхности катода достигла температуры плавления, но при этом плавление объема самого катода не происходило. Таким образом, по-видимому, именно импульсный нагрев тонкого приповерхностного слоя катода до температуры плавления ответственен за снижение зарядности ионов материала катода при превышении амплитуды тока дуги оптимального значения.

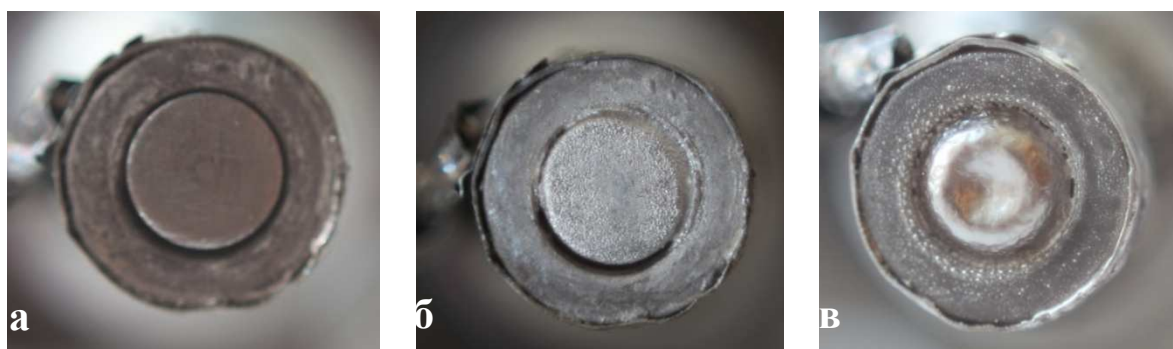


Рисунок 2.19. Фотография рабочей поверхности катода из висмута: а - исходная, б - после функционирования дуги с амплитудой импульса тока ниже оптимального (2,5 кА), заряд, прошедший через дугу 30 Кл, в - после дуги с током выше оптимального (5,3 кА), заряд, прошедший через дугу 8 Кл. Длительность импульса – 6 мкс.

Перейдем к вопросу повторяемости масс-зарядовых спектров пучка высокозарядных ионов, извлеченных из плазмы вакуумного дугового разряда короткой длительности. На рис. 2.20 представлены четыре масс-зарядовых спектра ионного пучка, измеренные для четырех последовательных импульсов

тока дуги длительностью 6 мкс в случае использования катода из висмута. На каждом из приведенных спектров присутствовали ионы с зарядовыми состояниями от Bi^{6+} до Bi^{11+} . Минимальное зарядовое состояние ионов на представленных спектрах составляло Bi^{5+} , а максимальное – Bi^{12+} . Наиболее вероятное зарядовое состояние ионов висмута для каждого из приведенных масс-зарядовых спектров было одинаковым – Bi^{7+} . Среднее зарядовое состояние ионов для спектров находилось в пределах от $6,9+$ до $7,6+$, т.е., разброс этого параметра составлял чуть более 10 %. В масс-зарядовых спектрах наблюдались и ионы газов, но это было связано с более высоким давлением при проведении этих экспериментов, которое составляло $8 \cdot 10^{-7}$ Торр.

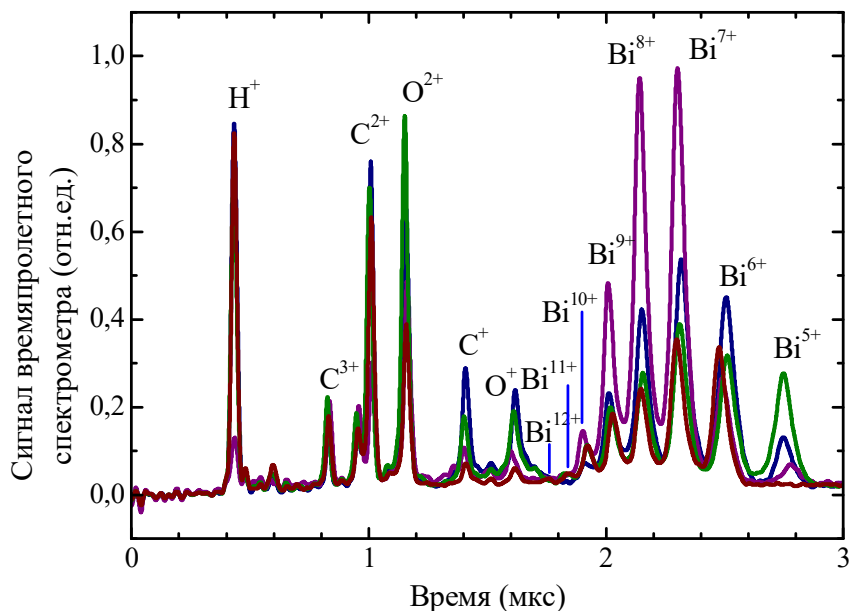


Рисунок 2.20. Масс-зарядовые спектры ионного пучка в случае катода из висмута на 11-ой мкс после начала импульса разряда. Длительность тока дуги – 6 мкс, амплитуда тока дуги – 3 кА, ускоряющее напряжение при измерении спектров – $28 \pm 1,2$ кВ, давление – $8 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Помимо амплитуды импульса тока разряда, важным параметром вакуумной дуги является размер разрядного промежутка. С целью выяснения влияния протяженности разрядного промежутка на зарядность ионов были проведены эксперименты с использованием в разрядной системе, приведенной на рис. 2.5, подвижного сетчатого анода. Это позволило варьировать расстояние между

катодом и анодом в пределах от 3 до 50 мм. Были измерены масс-зарядовые спектры ионного пучка, на основе которых были построены зависимости максимальной и средней зарядности ионов висмута от протяженности разрядного промежутка. Из зависимостей, представленных на рис. 2.21, следует, что средняя зарядность ионов значительно возросла при увеличении расстояния катод-анод с минимального – 3 до 10 мм, при этом максимальная зарядность ионов также увеличилась с Bi^{7+} до Bi^{10+} . Полученные зависимости могут свидетельствовать о том, что процессы генерации многозарядных ионов, возможно, не ограничены областью разряда с характерным размером расстояния от катода порядка 1 мм, как показано в работах [101, 143].

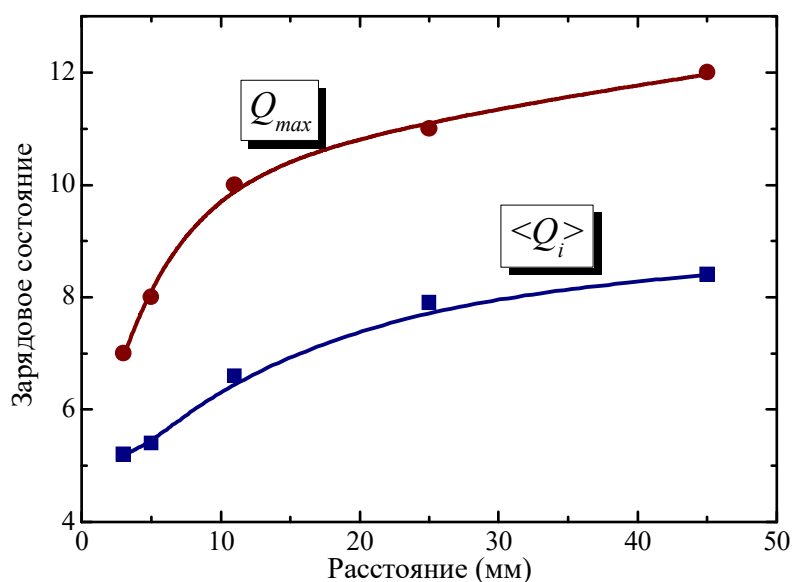


Рисунок 2.21. Зависимость максимального и среднего зарядных состояний ионов висмута от расстояния катод-анод. Длительность тока дуги – 2 мкс, амплитуда тока дуги – 2,8 кА, ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $6 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Другим важным моментом генерации многозарядных ионов является вопрос: в какой момент импульса вакуумной дуги происходит генерация многозарядных ионов материала катода? С целью выяснения этого были проведены эксперименты по ограничению амплитуды импульса тока дуги «срезающим» разрядником типа тригatron, принципиальная конструкция которого была разработана к.ф.-м.н. А.Г. Русских. Основная идея эксперимента

заклучалась в том, чтобы ограничить амплитуду импульса тока дуги за счет срабатывания срезающего разрядника. Конструкция срезающего разрядника и схема его включения приведены на рис. 2.22. Разрядник 1 был подключен параллельно разрядному конденсатору 2. Питание иницирующего электрода разрядника осуществлялось от запускающего трансформатора 3, который был выполнен на основе ферритового кольца диаметром 10 см. При этом амплитуда импульса напряжения на вторичной обмотке трансформатора достигала 8 кВ, что было достаточно для стабильного запуска разрядника. Зазор между электродами составлял 2 мм. Для предотвращения «самопробоя» разрядника его разрядный промежуток заполнялся гелием под давлением 1,5 - 2,5 атмосферы. Момент срабатывания разрядника относительно импульса тока дуги регулировался генератором запускающих импульсов. Ток в цепи катода измерялся поясом Роговского 6.

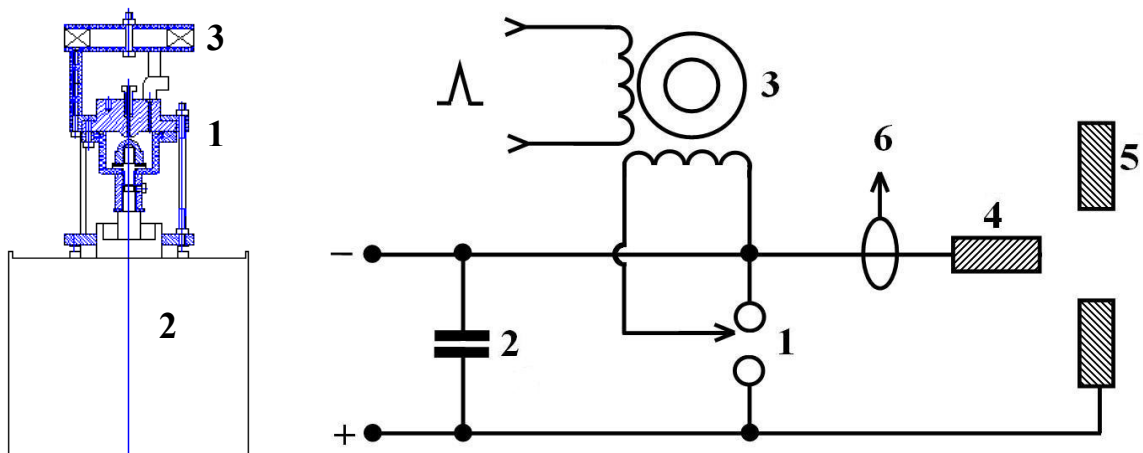


Рисунок 2.22. Конструкция газонаполненного срезающего разрядника (слева) и схема его включения (справа). 1 - разрядник, 2 - разрядный конденсатор, 3 - запускающий трансформатор, 4 - катод дуги, 5 - анод дуги, 6 - пояс Роговского.

Влияние момента срабатывания разрядника продемонстрировано на осциллограммах рис. 2.23. Без срабатывания разрядника (осциллограмма 1), амплитуда тока дуги была близка к оптимальному значению – 3,5 кА. При запуске разрядника через 4,7 мкс после момента иницирования дуги, амплитуда импульса её тока была ограничена значением 2,3 кА (осциллограмма 2). При

дальнейшем уменьшении времени момента срабатывания разрядника происходило дальнейшее уменьшение амплитуды тока дуги (осциллограмма 3).

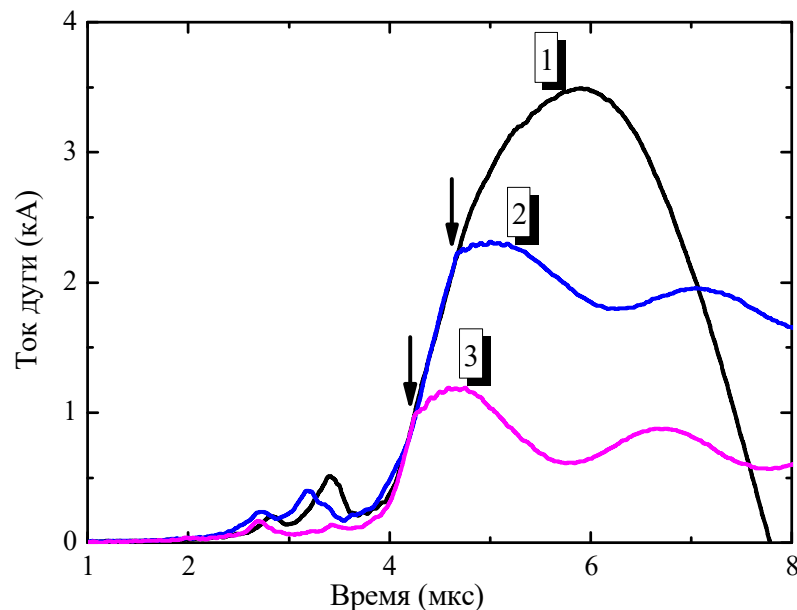


Рисунок 2.23. Осциллограммы импульсов тока дуги, в случае катода, выполненного из висмута. 1 - без срабатывания срезающего разрядника, при срабатывании срезающего разрядника: 2 - через 4,7 мкс, 3 - через 4,2 мкс после начала импульса тока разряда. Ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $6 \cdot 10^{-7}$ Торр. Стрелкой указан момент срабатывания срезающего разрядника.

На основании подобных осциллограмм были измерены зависимости максимального и наиболее вероятного зарядового состояния ионов висмута от амплитуды тока дуги, регулируемой временем срабатывания разрядника (рис. 2.24). Важным моментом при проведении данных экспериментов являлось то, что использование разрядника практически не приводило к искажениям импульса тока дуги до момента его срабатывания. Из представленных на рис. 2.24 зависимостей следует, что, при амплитуде тока дуги порядка 0,5 кА, максимальное наблюдаемое зарядовое состояние ионов было Bi^{5+} , а наиболее вероятное зарядовое состояние ионов Bi^{4+} . С ростом амплитуды тока разряда наблюдалось пропорциональное увеличение этих зарядностей. А наибольшие максимальная зарядность ионов Bi^{11+} , и наиболее вероятное зарядовое состояние Bi^{9+} наблюдались тогда, когда импульс ионного тока не был ограничен

разрядником, и его амплитуда достигала максимального значения, приблизительно равного оптимальному току разряда для данных условий экспериментов. Полученные зависимости свидетельствуют о том, что генерация ионов с наибольшими зарядовыми состояниями происходит не в начальный момент импульса вакуумного дугового разряда, а при достижении током этого разряда амплитудного значения.

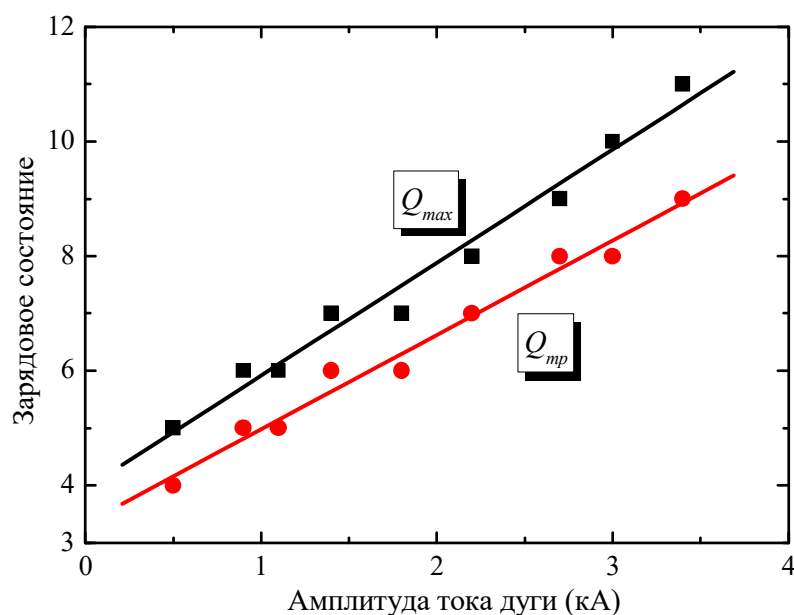


Рисунок 2.24. Зависимости максимального и наиболее вероятного зарядовых состояний ионов висмута от амплитуды тока дуги, регулируемой за счет изменения времени срабатывания срезающего разрядника. Зарядный конденсатор – 1 мкФ, ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $6 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Далее представлены результаты исследований, направленных на получение максимальных зарядностей ионов и определение оптимального тока дуги для импульсов различных длительностей. Масс-зарядовые спектры ионного пучка для различных длительностей представлены на рис. 2.25 – 2.28 [103, 144 - 147]. При длительности импульса тока дуги 6 мкс (рис. 2.25), оптимальное значение амплитуды тока дуги составляло 3,9 кА. При этом максимальная зарядность ионов висмута в пучке была Bi^{13+} , минимальная – Bi^{6+} , наиболее вероятная – Bi^{10+} , средняя зарядность – 9,1+.

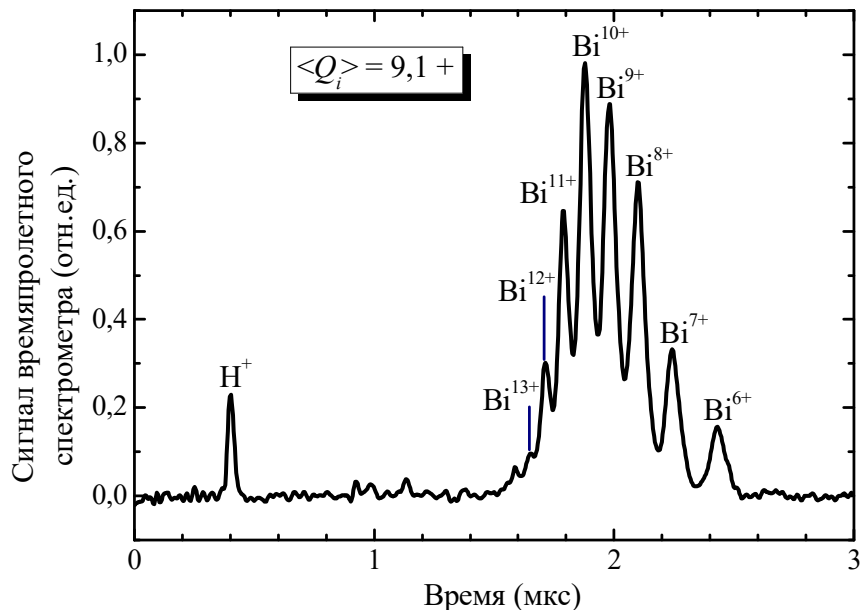


Рисунок 2.25. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута, измеренный на 11,5-ой мкс после начала импульса тока разряда. Длительность тока дуги – 6 мкс ($C=10$ мкФ), амплитуда тока дуги – 3,9 кА, ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $6 \cdot 10^{-7}$ Торр.

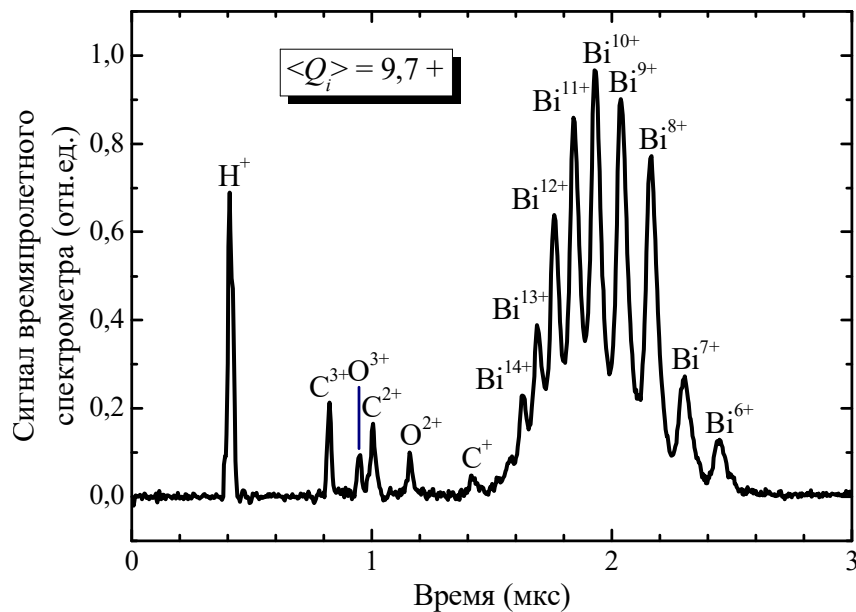


Рисунок 2.26. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута, измеренный на 9,5-ой мкс после начала импульса тока разряда. Длительность тока дуги – 2 мкс ($C=1$ мкФ), амплитуда тока дуги – 3,5 кА, ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $4 \cdot 10^{-7}$ Торр.

При уменьшении длительности импульса тока разряда до 2 мкс (рис. 2.26), оптимальная амплитуда тока дуги уменьшалась до 3,5 кА, при этом максимальная

зарядность ионов возрастала до Bi^{14+} , а минимальная и наиболее вероятная зарядности ионов составляли Bi^{6+} и Bi^{10+} , соответственно, а средняя зарядность ионов возрастала до $9,7+$.

Дальнейшее уменьшение длительности импульса тока дуги до 1 мкс (рис. 2.27) привело к снижению оптимального тока разряда до 3,3 кА. При этом наблюдалось увеличение максимального зарядового состояния ионов материала катода до Bi^{17+} , а минимального до Bi^{9+} . Наиболее вероятная зарядность ионов пучка увеличивалась до Bi^{12+} , а средняя зарядность – до $12,6+$.

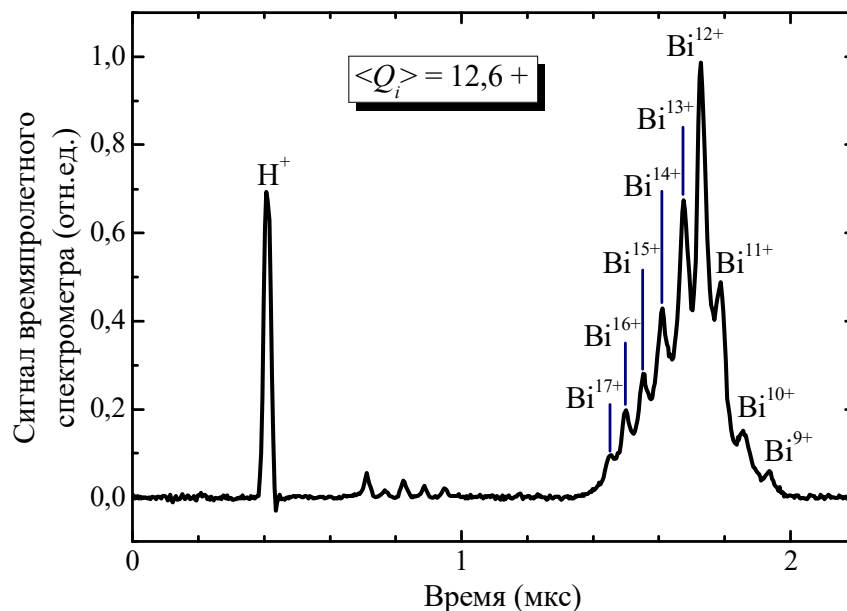


Рисунок 2.27. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута, измеренный на 8-ой мкс после начала импульса тока разряда. Длительность тока дуги – 1 мкс ($C=0,22$ мкФ), амплитуда тока дуги – 3,3 кА, ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $6 \cdot 10^{-7}$ Торр.

При дальнейшем сокращении длительности импульса тока дуги до 0,7 мкс (рис. 2.28), оптимальный тока снижался до 3 кА, а максимальная зарядность - до Bi^{16+} . Минимальная зарядность ионов, как и наиболее вероятная, возрастали до Bi^{13+} и Bi^{14+} , соответственно, приводя к росту средней зарядности ионов до $14,4+$. Таким образом, максимальная зарядность ионов Bi^{17+} была получена при длительности импульса тока дуги 1 мкс и токе 3,3 кА.

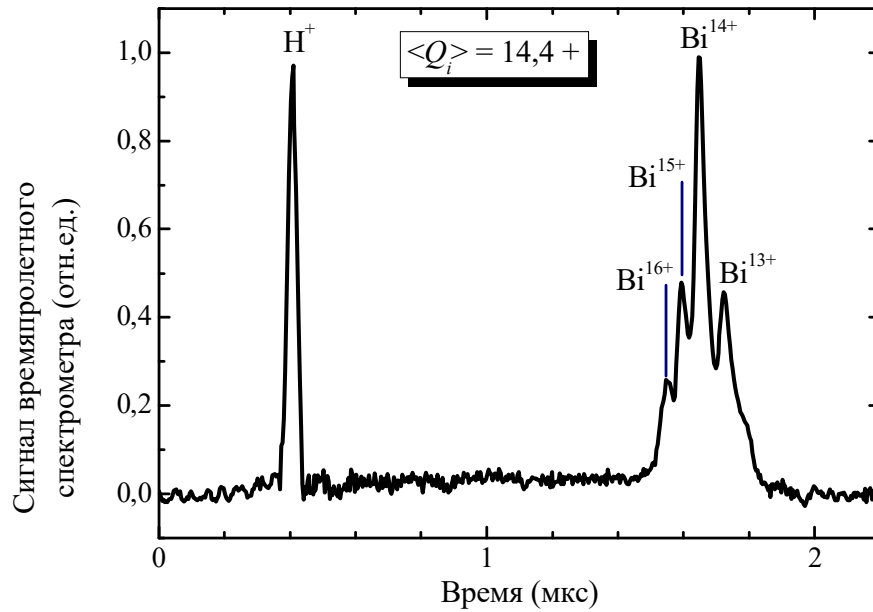


Рисунок 2.28. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из висмута, измеренный на 8-ой мкс после начала импульса тока разряда. Длительность тока дуги – 0,7 мкс ($C=0,1$ мкФ), амплитуда тока дуги – 3 кА, ускоряющее напряжение – 28 кВ, давление – $3 \cdot 10^{-7}$ Торр.

В заключении этого раздела отметим, что в результате исследований, направленных на получение максимальных зарядностей ионов плазмы импульсного вакуумного дугового разряда, показано, что для каждой длительности импульса тока дуги наблюдается своя оптимальная амплитуда тока дуги, причем при уменьшении длительности импульса уменьшается и оптимальное значение тока разряда. Значительное увеличение максимального и среднего зарядового состояния ионов материала катода вакуумной дуги было достигнуто для всех исследованных материалов катода вакуумной дуги, а именно для магния, алюминия, циркония, олова, тантала, золота, свинца и висмута. Полученные данные о зависимости зарядового состояния ионов от размера разрядного промежутка и амплитуды импульса тока дуги свидетельствуют о том, что генерация ионов наиболее высоких зарядностей материала катода осуществляется на характерных расстояниях около 1 см от поверхности катода при достижении импульсным током разряда амплитудного значения.

2.4. Анализ особенностей процессов генерации многозарядных ионов металлов в сильноточной вакуумной дуге короткой длительности импульса

Настоящий раздел посвящен анализу результатов экспериментов, направленных на получение высокозарядных ионов материала катода в плазме сильноточного вакуумного дугового разряда с короткой длительностью импульса, представленных в предыдущих разделах этой главы диссертации.

Прежде всего, отметим, что неожиданным, но надежно установленным экспериментальным фактом является то, что наложение внешнего аксиального магнитного поля на катодную область сильноточной импульсной вакуумной дуги короткой длительности не приводит к значительному увеличению зарядности ионов, в отличие от случая дуги большей длительности [40, 84]. Относительно небольшое повышение зарядности при наложении магнитного поля, представленное на рис. 2.9 – 2.12, может быть объяснено классическим механизмом «удлинения области ионизации» при сжатии струи плазмы вакуумного дугового разряда внешним аксиальным магнитным полем и соответствующим увеличением температуры электронов при росте энерговклада в катодную область разряда за счет роста напряжения горения разряда в магнитном поле [35, 40, 83]. Однако, при этом непонятно, почему при создании внешнего магнитного поля происходит снижение максимальной зарядности ионов.

Вместе с тем, двоякое влияние магнитного поля находит свое объяснение при использовании гипотезы пинчевания разряда – сжатии столба разряда азимутальным магнитным полем, генерируемым при протекании тока самого разряда. Этот механизм для объяснения процессов генерации многозарядных ионов в плазме вакуумных разрядов малой длительности [100, 143] был предложен в работе [101]. Внешнее аксиальное магнитное поле, «вмороженное» в плазму дуги, препятствует ее сжатию собственным азимутальным магнитным полем, аналогично, как это наблюдалось в работе [148] при сжатии плазменного лайнера с вмороженным в его плазму аксиальным магнитным полем.

Вывод, который следует сделать из изложенного выше, заключается в том, что для получения высоких зарядностей ионов материала катода в плазме сильноточной вакуумной дуги короткой длительности метод создания в катодной области разряда сильного магнитного поля не является эффективным.

Перейдем к рассмотрению вопроса, в какой момент импульса ионного тока происходит генерация высокозарядных ионов. Для определения моментов достижения ионами эмиссионного электрода воспользуемся экспериментальными зависимостями, представленными на рис. 2.14. Из значений на оси абсцисс зависимостей для каждого типа ионов вычтем время t_{delay} их движения в ускоряющем промежутке размером d_{acc} и отрезка между этим промежутком и затвором времяпролетного спектрометра L_{gate} :

$$t_{delay} = \sqrt{\frac{M_i}{2Q_i e U_{acc}}} \cdot (2d_{acc} + L_{gate}), \quad (2.6)$$

где M_i – масса иона, Q_i – зарядность иона, e – заряд электрона и U_{acc} – ускоряющее напряжение. Перестроенные таким образом зависимости представлены на рис. 2.29.

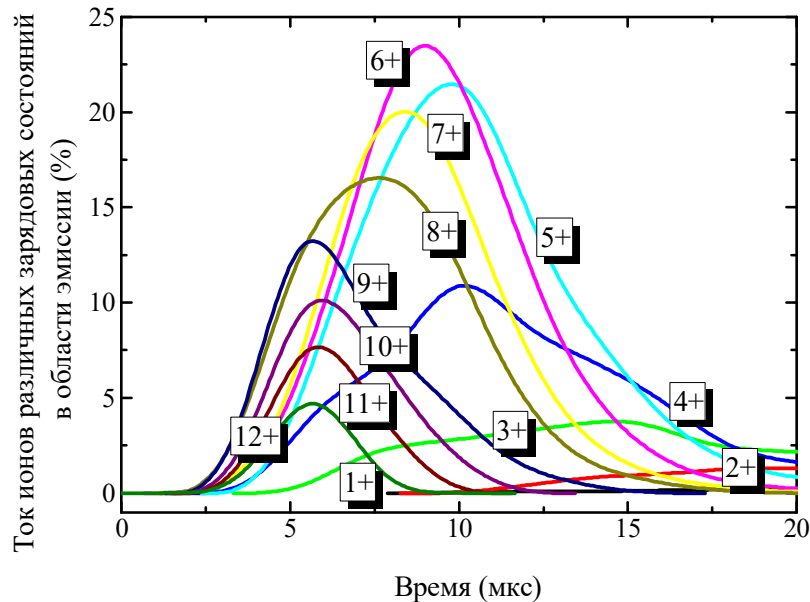


Рисунок 2.29. Временные зависимости относительного содержания ионов висмута различных зарядностей в области эмиссионного электрода. Максимум импульса тока дуги длительностью – 2 мкс и амплитудой – 3 кА приходится на момент времени – 2,2 мкс.

Очевидно, что на этих зависимостях можно выделить три группы ионов. Первая – это ионы высоких зарядностей от $12+$ до $9+$, вторая – ионы средних зарядностей от $8+$ до $4+$ и третья – ионы низких зарядностей, характерных для квазистационарной вакуумной дуги – $3+$, $2+$ и $1+$. Отметим, что максимумы импульсов ионов высоких зарядностей приходятся на одно и то же время, что может косвенно указывать на равенство их направленных скоростей в плазме разряда. Так как генерация ионов высоких зарядностей в плазме разряда происходит в результате ступенчатой ионизации, температуру электронов плазмы, для условий рис. 2.29, можно оценить по потенциалу ионизации максимальной зарядности ионов Bi^{12+} (220,5 эВ), как приблизительно равную 20 эВ.

Средний заряд ионов плазмы, приходящийся на момент достижения импульсами токов ионов высоких зарядностей максимумов, соответствующих времени 5,6 мкс зависимостей рис. 2.29, может быть определен из этих зависимостей и равен $\langle Q_i \rangle = 7,4+$. По величине среднего заряда и температуре плазмы оценим по формуле (1.1) скорость движения этих ионов. Она равна $4,2 \cdot 10^6$ см/с. Время движения этих ионов из катодной области разряда до области эмиссии можно оценить в приближении неизменности их скоростей, при известном расстоянии 14 см между катодом и эмиссионным электродом. Это время оказывается равным около 3,3 мкс. Так как временной промежуток между максимумом импульса тока разряда и максимумами импульсов ионов высоких зарядностей (рис. 2.29) составлял 3,4 мкс, из факта регистрации ионов с высокими зарядностями в начале импульса тока ионного пучка нельзя утверждать, что их генерация происходит в начале импульса тока разряда. Их генерация происходит в момент максимума импульса тока дуги, а в дальнейшем эти ионы, имея более высокую скорость, «обгоняют» другие, менее заряженные ионы материала катода, на дистанции от катода до эмиссионного электрода. О возможности реализации такого механизма убедительно свидетельствуют представленные в предыдущем разделе диссертации результаты экспериментов со срезающим разрядником. Зависимости максимального и наиболее вероятного зарядового состояния ионов висмута от амплитуды тока дуги, регулируемой разрядником, представленные на

рис. 2.24 могут быть однозначно интерпретированы лишь при генерации высокозарядных ионов в момент максимума тока разряда.

Перейдем к рассмотрению найденного экспериментально эффекта оптимального тока разряда, при котором зарядности ионов материала катода в плазме дуги достигают максимальных значений. Из рис. 2.16 – 2.18 следует, что при токах ниже оптимального зарядность ионов материала катода относительно невелика, а при токах выше оптимального возрастает доля газовых ионов при одновременном снижении зарядостей ионов висмута. Логично предположить, что при токах ниже оптимального, ток разряда недостаточен для реализации эффекта пинчевания, а при токах выше оптимального, как это уже было отмечено в предыдущем разделе, происходит интенсивный нагрев и десорбция остаточных газов, адсорбированных поверхностью катода в промежутке между разрядными импульсами.

Рассмотрим процесс нагрева катода в разряде. Решение задачи нагрева поверхности катода в сильноточной дуге микросекундной длительности при строгом теоретическом подходе возможно только численными методами. Однако, для ряда частных случаев [149], глубину проникновения тепла в поверхность твердого тела можно описать приближенно, используя понятие глубины диффузии тепла L (м):

$$L = (\lambda\tau/\rho C)^{1/2}, \quad (2.7)$$

где λ - коэффициент теплопроводности (Вт/м·К), τ - время температурного воздействия на поверхность катода (с), ρ - плотность катода (кг/м³), C - удельная теплоемкость материала катода (Дж/кг·К). При использовании такого приближения изначально считается, что фронт температурного прогрева распространяется на глубину диффузии тепла, температурное поле до глубины диффузии изотропно и однородно, а поверхность является бесконечной. Такое приближение вполне правомерно, если глубина диффузии тепла меньше характерных размеров нагреваемой поверхности. Принимая значения λ , ρ , C для висмута 15 Вт/м·К, 10⁴ кг/м³, 130 Дж/кг·К, соответственно и считая, что основное энерговыделение, а, следовательно, и нагрев поверхности катода, осуществляется

в течение первой полуволны разрядного импульса, примем значение τ числом равным половине длительности импульса для экспериментальных условий рис. 2.19, т.е. 6 мкс. Тогда значение глубины диффузии тепла составит около 10 мкм. Оценки температуры показывают, что даже единиц процентов мощности, вкладываемой в разряд, достаточно для расплавления такого тонкого слоя поверхности катода. Отметим, что толщина прогрева больше характерной глубины кратера катодного пятна, составляющей единицы микрометров и экспериментальный факт сглаживания поверхности катода до «блеска» силами поверхностного натяжения при расплавлении его тонкого слоя реализуем. Таким образом, наблюдаемый «блеск» только рабочей поверхности катода, при превышении током разряда значений выше оптимальных, объясняется импульсным плавлением поверхности катода в разряде и резким застыванием расплава за счет охлаждения теплопроводностью после окончания разряда. При этом толщина расплавленной поверхности мала и её нагрев не приводит к заметному нагреву тела всего катода. Особо отметим, что эффект сглаживания поверхности катода, выраженный в меньшей степени, наблюдался экспериментально и для существенно более тугоплавкого материала – тантала.

Важным моментом особенности генерации многозарядных ионов материала катода в плазме сильноточной импульсной вакуумной дуги является зависимость максимального зарядового состояния и средней зарядности ионов от расстояния между катодом и анодом (см. рис. 2.21). Вполне логичным объяснением этой зависимости является предположение, что генерация высокозарядных ионов осуществляется на характерных расстояниях примерно 10 мм от поверхности катода. И в этом случае самопинчевание разряда вновь объясняет полученные экспериментальные результаты. Подтверждение реализации пинчевания разряда потребовало проведения специальных экспериментов по фотографированию плазмы вакуумного дугового разряда.

Фотографирование плазменного потока вакуумного дугового разряда с токами в диапазоне 1 - 7 кА и длительностями импульса 1 - 5 мкс было осуществлено с использованием четырехканальной высокоскоростной

фотокамеры HSFC-Pro при одновременной регистрации масс-зарядовых спектров ионов плазмы разряда. Типичный ток разряда представлен на рис. 2.30 слева. На этом же графике приведены метки экспозиции 4-х кадров, которая составляла в данном случае 400 нс для всех снимков. Соответствующие фотографии свечения плазменного потока в видимом диапазоне длин волн представлены справа на рис. 2.30. Особо отметим, что все представленные фотографии для повышения степени их достоверности не подвергались яркостной, контрастной или цветовой коррекции. На фотографиях с правой стороны расположен катод, с диаметром рабочей торцевой поверхности 6 мм, выполненный из висмута, а с левой стороны, на расстоянии 46 мм от катода, плоский сетчатый анод. Соответственно справа на фотографиях присутствует яркий катодный факел, а слева – менее яркая прианодная плазма. На втором кадре рис. 2.30 видно, что, при достижении током разряда амплитудного значения, на расстоянии примерно 12 мм от катода плазменный поток сжимается (пинчуется) с образованием перетяжки диаметром около 2 мм. Одновременно проведенное со скоростным фотографированием измерение масс-зарядового спектра ионного пучка показало, что образование перетяжки всегда приводило к резкому возрастанию зарядовых состояний ионов плазмы дуги. Характерные времена образования перетяжки, оцененные при фотографировании плазмы с меньшими временами экспозиции, составляли порядка 200 нс (см. рис. 2.31 и 2.32). Аналогичные фотографии, свидетельствующие о сжатии потока плазмы на характерных расстояниях порядка 10 мм, были получены при использовании катодов из свинца и алюминия. Отметим, что сокращение длины разрядного промежутка до размеров 5 мм приводило к тому, что перетяжек в плазме не наблюдалось, при этом зарядность ионов снижалась. Образование перетяжки всегда происходило вблизи максимума тока дуги, как до, так и после него (рис. 2.31 и 2.32).

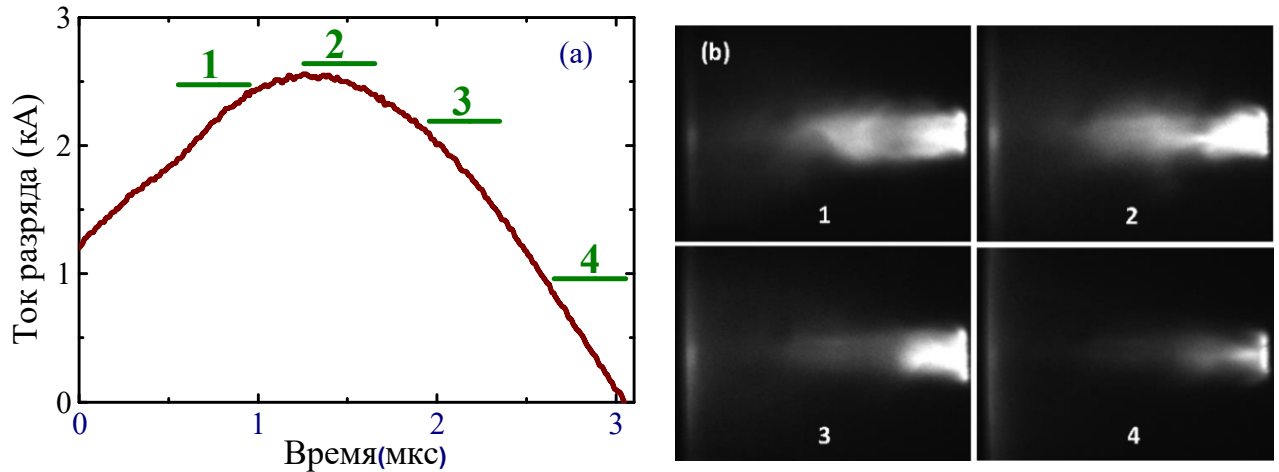


Рисунок 2.30. Импульс разрядного тока, и 1 - 4 – моменты экспозиции фотографий относительно импульса тока (слева). Соответствующие фотографии свечения плазмы в видимом свете (справа). Положение катода из висмута диаметром 6 мм на фотографиях – справа, сетчатого анода – слева. Расстояние между катодом и анодом – 46 мм.

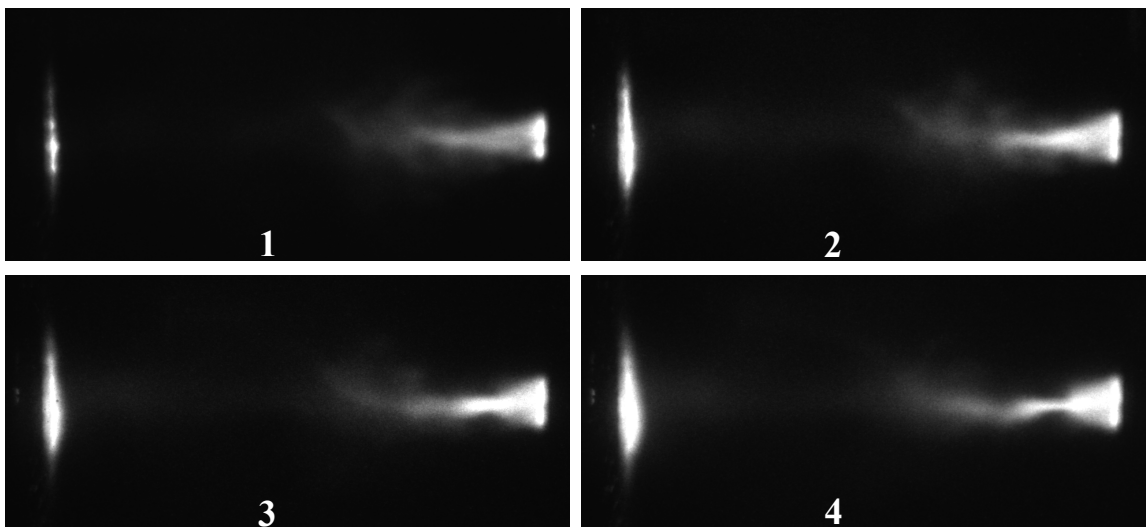


Рисунок 2.31. Фотографии плазмы разряда до максимума разрядного тока (3 кА). Длительность импульса – 2 мкс. Материал катода – свинец. Время экспозиции фотографии 200 нс. Расположение катода – справа, сетчатого анода – слева. Расстояние катод-анод – 56 мм. Время момента фотографирования до момента достижения током разряда максимума: 1 – 600 нс, 2 – 400 нс, 3 – 200 нс, 4 – 0 нс (в максимуме тока разряда).

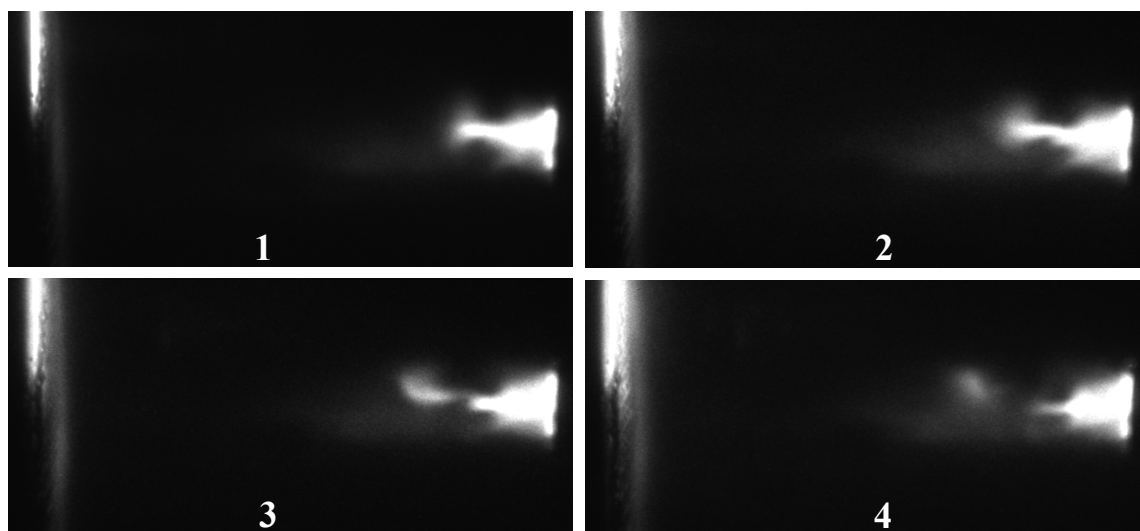


Рисунок 2.32. Фотографии плазмы разряда после максимума разрядного тока. Условия эксперимента как для рис. 2.31. Время после момента достижения тока разряда максимального значения: 1 – 0 нс, 2 – 200 нс, 3 – 400 нс, 4 – 600 нс.

Таким образом, на основании проведенных экспериментальных исследований и сопоставления полученных фотографий с масс-зарядовыми спектрами ионного пучка показано, что генерация многозарядных ионов материала катода осуществляется при сжатии (пинчевании) потока плазмы из катодной области дуги собственным магнитным полем разряда в момент, приблизительно соответствующий достижению током разряда максимального значения, при этом перетяжка пинча образуется на характерных расстояниях порядка 10 мм от поверхности катода.

2.5. Выводы по главе 2

На основании представленных в настоящей главе экспериментальных результатов и их анализа можно сделать следующие выводы:

1. Экспериментально установлено, что наложение внешнего аксиального магнитного поля на катодную область сильноточной импульсной вакуумной дуги короткой длительности не приводит к кратному увеличению зарядности ионов материала катода, в отличие от того, как это наблюдалось в случае вакуумной дуги большей длительности. Таким образом, для получения высоких зарядностей

ионов материала катода в плазме сильноточной вакуумной дуги короткой длительности дополнительное создание в катодной области разряда сильного магнитного поля не является эффективным.

2. В результате исследований, направленных на получение максимальных зарядностей ионов плазмы импульсного вакуумного дугового разряда, показано, что для каждой длительности импульса тока дуги и материала катода наблюдается своя оптимальная амплитуда тока дуги, при которой увеличение зарядовых состояний ионов материала катода наибольшее. Например, для катода из висмута значение амплитуды оптимального разрядного тока при длительности импульса 2 мкс составляет величину $3,5 \pm 0,2$ кА.

3. На основе экспериментального исследования масс-зарядового состава плазмы вакуумного дугового разряда показано, что генерация высокозарядных ионов материала катода происходит в момент достижения импульсом амплитудного значения тока на характерных расстояниях порядка 10 мм от поверхности катода, при этом физическим механизмом, ответственным за увеличение зарядности ионов, является дополнительная ионизация, осуществляемая при пинчевании разряда под действием собственного магнитного поля.

4. На основе сильноточного вакуумного дугового разряда короткой длительности при найденных оптимальных условиях его функционирования, получены пучки ионов материала катода с рекордными зарядовыми состояниями. Так, на примере катода из висмута, максимальное зарядовое состояние ионов этого материала в извлеченном ионном пучке было повышено вплоть до $17+$. Значительное увеличение максимального и среднего зарядового состояния ионов материала катода вакуумной дуги были достигнуты для всех исследованных материалов катода вакуумной дуги, а именно для магния, алюминия, циркония, олова, тантала, золота, свинца.

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ МАСС-ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ПЛАЗМЫ ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА С МНОГОКОМПОНЕНТНЫМИ КАТОДАМИ

Настоящая глава диссертации посвящена исследованиям, направленным на изучение характеристик и параметров плазмы вакуумного дугового разряда с многокомпонентным катодом. В качестве модельных материалов многокомпонентных катодов использовались вещества, включающие различные элементы: газообразное и металлическое – дейтерий и цирконий, металлическое и твердотельное непроводящее – лантан и бор, а так же сплавы двух металлов - олова и свинца с широким диапазоном соотношений компонентов в них. Выбор модельных материалов катода был обусловлен их практической перспективностью для генерации плазмы и ионных пучков с высоким содержанием ионов бора и дейтерия, в первом и во втором случае, а также хорошей изученностью физических свойств в последнем случае.

3.1. Катодный узел вакуумной дуги с многокомпонентным катодом

Исследования, направленные на изучение свойств плазмы вакуумного дугового разряда с многокомпонентным катодом, были проведены на экспериментальном стенде (см. рис. 2.1) с использованием разрядной системы ионного источника Mevva - V.Ru (см. рис. 2.2). Для исследования масс-зарядового состава плазмы использовался времяпролетный масс-зарядовый спектрометр, а для характеристики ионного пучка - подвижный магнитоизолированный цилиндр Фарадея, подробно описанные ранее в разделе 2.1. Основные отличия разрядной системы, используемой для проведения исследований, заключались в конструкции катодного узла вакуумного дугового разряда.

Исследования плазмы с катодом из дейтерида циркония проводились в двух режимах функционирования вакуумной дуги: квазистационарном, с

длительностью импульса 250 мкс и амплитудными значениями токов дуги от 150 до 400 А [150 - 152], и импульсном с длительность импульса – от 2 до 17 мкс и токами в пределах от 50 А до 1300 А [153]. В первом случае, катод из циркония, насыщенный дейтерием до 40 ат. % выполненный в виде шайбы с внешним диаметром 23,5 мм, внутренним диаметром 9,2 мм, толщиной 1,8 мм был закреплен в катодном узле, револьверного типа ионного источника Mevva - V.Ru (рис. 3.1).



Рисунок 3.1. Катодный узел вакуумной дуговой разрядной системы с катодом из дейтерида циркония. 1 - катод, 2 - иницирующий электрод, 3 - керамика, 4 - катододержатель револьверного типа ионного источника Mevva - V.Ru, 5 - ввод импульса иницирующего разряда.

Поджигающий электрод, обеспечивающий иницирование вакуумного дугового разряда разрядом по внешней поверхности керамической втулки, был размещен в центральной части катода. Иницирование разряда происходило, как и ранее (см. раздел 2.1), при приложении между катодом и поджигающим электродом импульса напряжения амплитудой до 14 кВ. Дальнейшее функционирование разряда, формирование ионного пучка и измерение его тока осуществлялось так же, как и в исследованиях по генерации многозарядных ионов (см. главу 2).

Импульс тока вакуумного дугового разряда и соответствующий импульс ионного тока на цилиндр Фарадея для случая использования такого катодного узла представлены на рис. 3.2. Полный ток ионного пучка, при максимальных значениях, используемых в экспериментах токов разряда уровня 400 А, достигал значений уровня 1 А.



Рисунок 3.2. Импульс тока вакуумной дуги и ионного тока на цилиндр Фарадея. Усреднение по 4 импульсам. Полный ток ионного пучка – 400 мА. Ускоряющее напряжение – 20 кВ. Давление – $4 \cdot 10^{-6}$ Торр.

Масс-зарядовый спектр ионного пучка, измеренный в конце импульса тока пучка с помощью времяпролетного спектрометра, представлен, в качестве примера, на рис. 3.3. В спектре присутствуют ионы циркония с зарядностями от 1+ до 4+, а так же наблюдается значительное количество ионов дейтерия D^+ . Пик ионов D^+ - максимальный по сравнению с пиками других типов ионов. В извлеченном ионном пучке имелись ионы молекулярного дейтерия D_2^+ и протодейтерия HD^+ в суммарном количестве менее 2 % от тока ионов дейтерия, а также ионы газовых примесей - водорода, азота, углерода и кислорода, суммарный ток которых составлял единицы процентов от тока ионов дейтерия. Для определения долевого соотношения в плазме дуги ионов одного типа, их сигнал масс-зарядового спектра интегрировался по времени, и определялось

относительное значение этого интеграла в сумме интегралов для ионов всех типов.

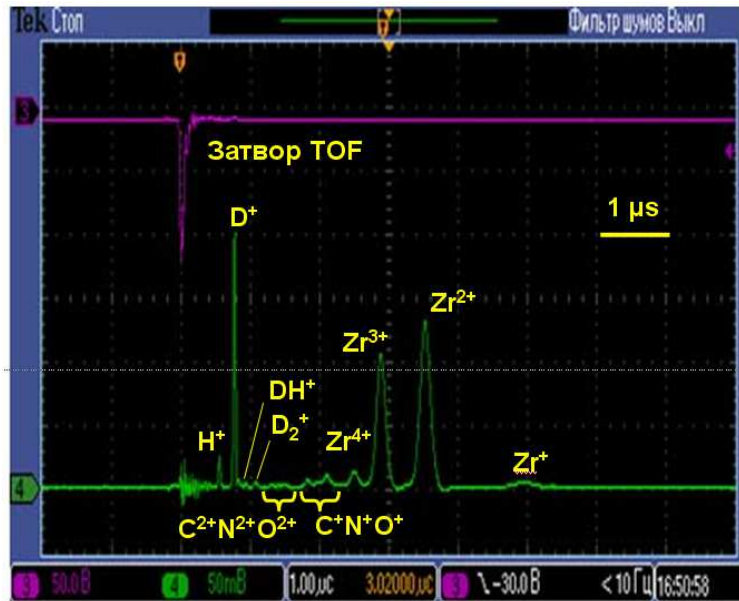


Рисунок 3.3. Масс-зарядовый спектр ионного пучка для катода из дейтерида циркония. Ток дуги – 150 А. Ускоряющее напряжение – 20 кВ. Давление – $4 \cdot 10^{-6}$ Торр.



Рисунок 3.4. Катодный узел вакуумной дуговой разрядной системы короткой длительности импульса с катодом из дейтерида циркония.

В случае импульса вакуумного дугового разряда с катодом из дейтерида циркония длительностью от 2 до 17 мкс, использовался катодный узел (рис. 3.4), аналогичный рассмотренному в разделе 2.1. Ток разряда и ионный ток, в случае

такого катодного узла, представлен, в качестве примера, на рис. 3.5. Длительность импульса тока разряда (ширина на полувысоте) составляла 7 мкс, а длительность импульса тока ионного пучка была в 3 раза больше, что обусловлено временным разбросом достижения ионов эмиссионной области ионного источника. Именно существенно большая длительность импульса ионного тока относительно тока дуги была ответственна за снижение амплитуды тока ионного пучка по сравнению со случаем разряда с большей длительностью: при амплитуде импульса тока дуги уровня 300 А, полный ток ионного пучка составлял около 200 мА. Масс-зарядовый спектр извлеченного ионного пучка был аналогичен спектру, представленному на рис. 3.3, но зарядность ионов циркония, вследствие короткой длительности импульса, была существенно выше – наблюдались ионы циркония вплоть до 6+.

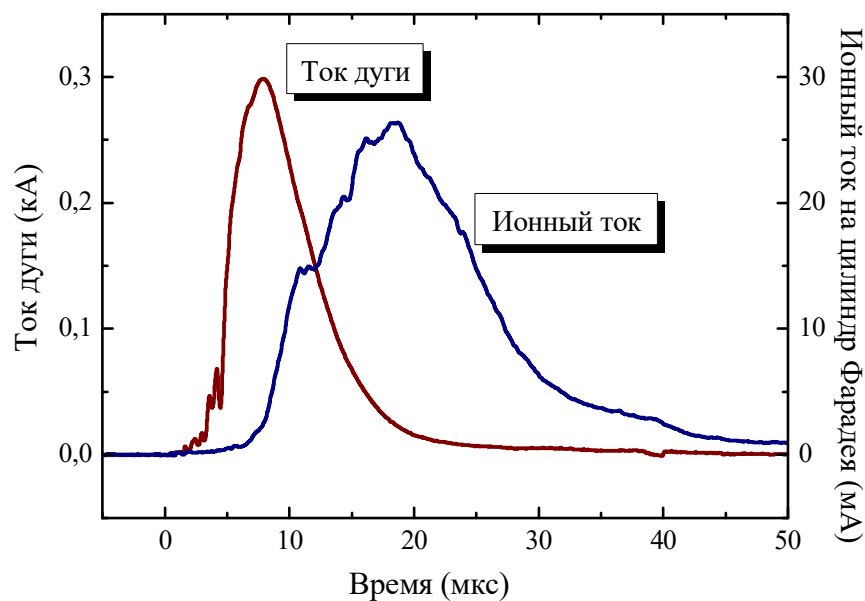


Рисунок 3.5. Импульс тока вакуумной дуги и ионного тока на цилиндр Фарадея. Усреднение по 4 импульсам. Полный ток ионного пучка – 200 мА. Ускоряющее напряжение – 30 кВ. Давление – $4 \cdot 10^{-6}$ Торр.

Исследования по генерации пучков ионов с катодами на основе сплавов свинца и олова осуществлялись при использовании многокатодного узла револьверного типа источника Mevva - V.Ru (рис. 3.6) с катодами стандартного размера (диаметр – 6,3 мм, длина – 37 мм). В данных экспериментах

использовались катоды с различными атомарными соотношениями олова и свинца: $\text{Sn}_{0,16}\text{Pb}_{0,84}$, $\text{Sn}_{0,43}\text{Pb}_{0,57}$, $\text{Sn}_{0,54}\text{Pb}_{0,46}$, $\text{Sn}_{0,72}\text{Pb}_{0,28}$, $\text{Sn}_{0,94}\text{Pb}_{0,06}$ и катоды из чистых олова и свинца [154 - 156].

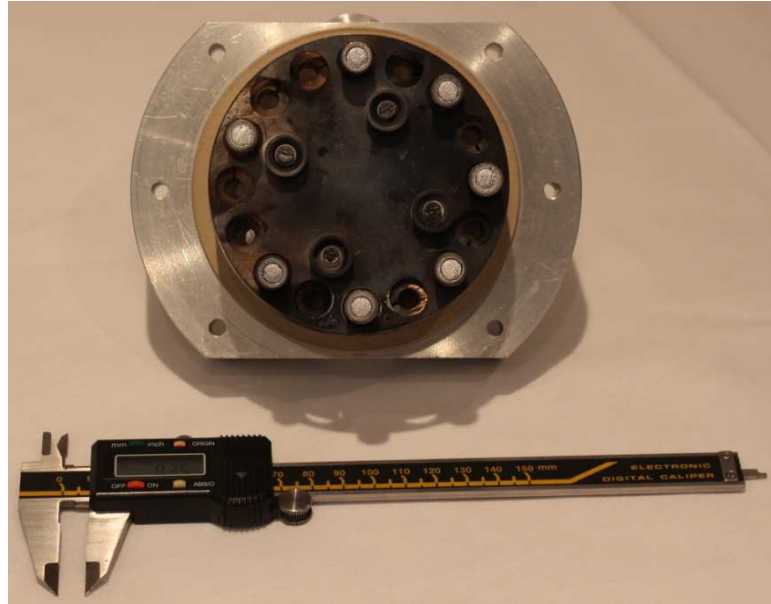


Рисунок 3.6. Катодный узел вакуумной дуговой разрядной системы с катодами из чистого олова, свинца и их сплавов.

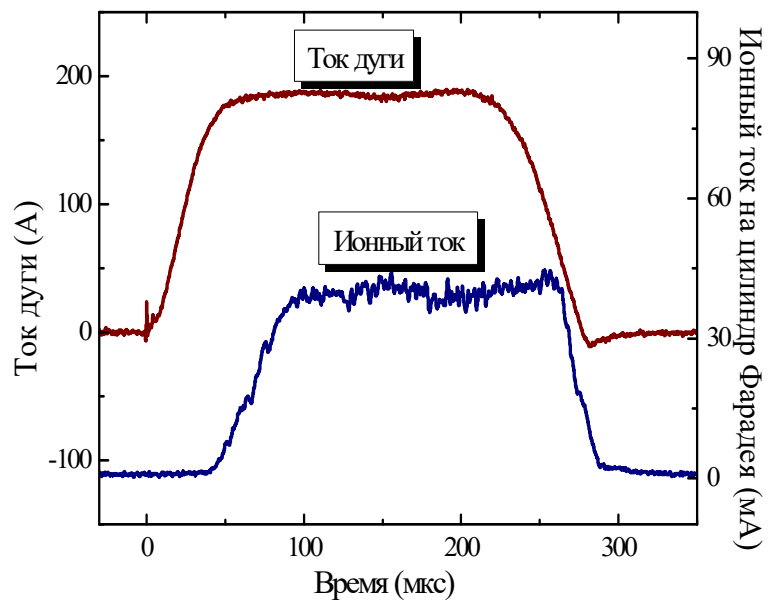


Рисунок 3.7. Импульс тока вакуумной дуги с катодом $\text{Sn}_{0,54}\text{Pb}_{0,46}$ и соответствующий импульс тока ионного пучка, измеренный цилиндром Фарадея. Давление – $3 \cdot 10^{-7}$ Торр. Ускоряющее напряжение – 30 кВ.

Типичный ток разряда и ток ионного пучка для случая катода из $\text{Sn}_{0,54}\text{Pb}_{0,46}$ представлен на рис. 3.7. При токе разряда уровня 200 А, полный ионный ток пучка составлял около 250 мА. Масс-зарядовый спектр ионного пучка с катодом из этого сплава представлен, в качестве примера, на рис. 3.8. В ионном пучке наблюдались ионы свинца с зарядностью 1+ и 2+, а так же ионы олова с зарядностью от 1+ до 3+.

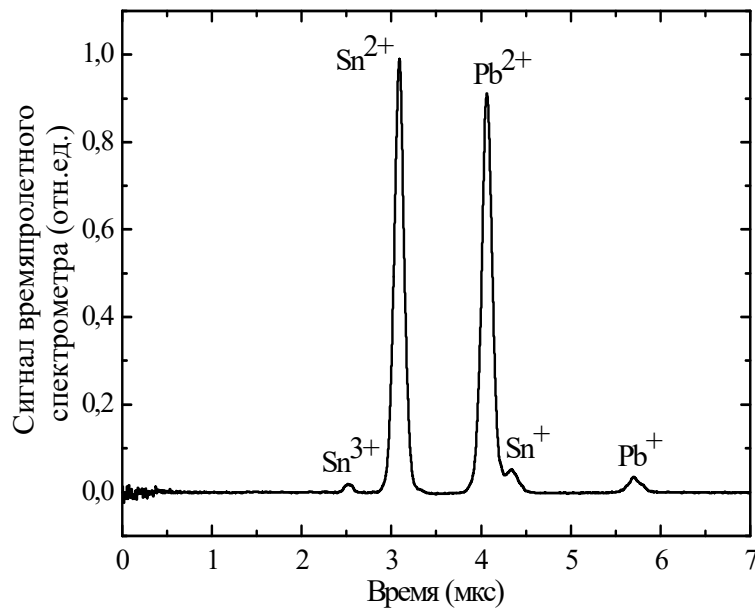


Рисунок 3.8. Масс-зарядовый спектр ионного пучка для катода из $\text{Sn}_{0,54}\text{Pb}_{0,46}$. Ток дуги - 200 А. Ускоряющее напряжение - 30 кВ. Давление – $3 \cdot 10^{-7}$ Торр. Момент измерения – 150 мкс после начала импульса разряда.

Исследования плазмы с катодом из гексаборида лантана, как и в случае исследований с катодом из дейтерида циркония, осуществлялись при двух режимах функционирования разряда: квазистационарном, с длительностью импульса 250 мкс и амплитудными значениями токов дуги от 30 до 200 А [157], и импульсном с длительность импульса – от 4 до 22 мкс и токами в пределах (100 - 800) А [158 - 160]. Как и при исследовании разряда с катодом из дейтерида циркония, в первом случае использовался многокатодный узел револьверного типа (рис. 3.6), а во втором – однокатодный узел (рис. 3.4). Отличием катода являлось расположение цилиндрической таблетки из LaB_6 диаметром 6,5 мм и толщиной 5 мм, закрепленной на медном стержне в керамическом цилиндре,

выполненном из высокотемпературной керамики 22ХС. Как и в источнике Mevva - V.Ru, для инициирования дуги использовался разряд по торцевой поверхности керамики между внутренне расположенным катодом и охватывающим внешнюю поверхность керамики поджигающим электродом, выполненным в виде кольца.

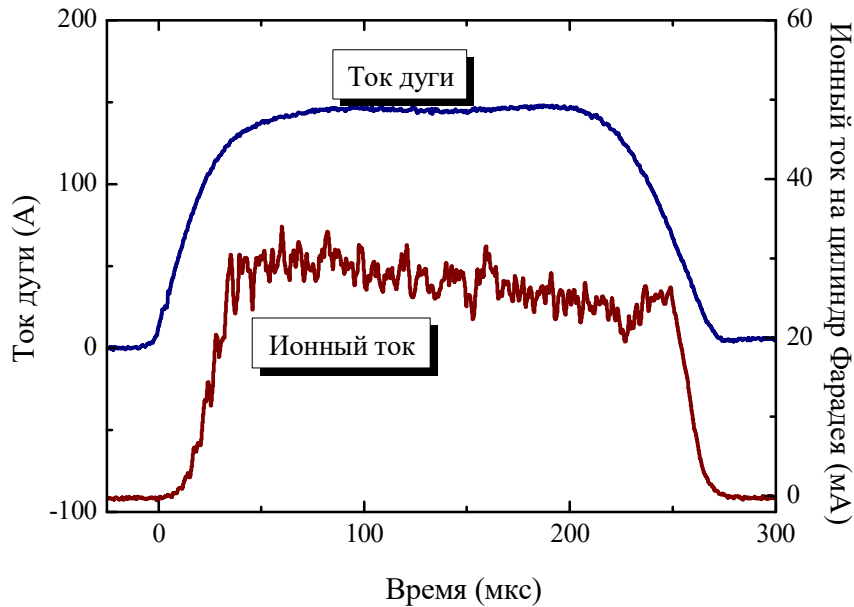


Рисунок 3.9. Импульс тока вакуумной дуги с катодом из гексаборида лантана и соответствующий импульс тока ионного пучка, измеренный цилиндром Фарадея. Давление – $6 \cdot 10^{-7}$ Торр. Ускоряющее напряжение – 30 кВ.

Типичный ток разряда и ток ионного пучка для квазистационарной вакуумной дуги представлен на рис. 3.9. Полный ионный ток при токе дуги 200 А, составлял около 250 мА. Спектр ионного пучка для вакуумной дуги с катодом из гексаборида лантана, измеренный на 150 мкс, представлен, в качестве примера, на рис. 3.10. В спектре присутствуют ионы лантана с зарядностью от 2+ до 4+ и ионы бора с зарядностью от 1+ до 3+. Особенностью спектра являются «двойные пики» ионов бора - материала, имеющего два стабильных изотопа, существенно различающихся по массам: 10 и 11 а.е.м. Соотношение пиков изотопов бора ^{10}B и ^{11}B в спектре примерно соответствует их процентному содержанию в природном боре - 20 и 80 %, соответственно.

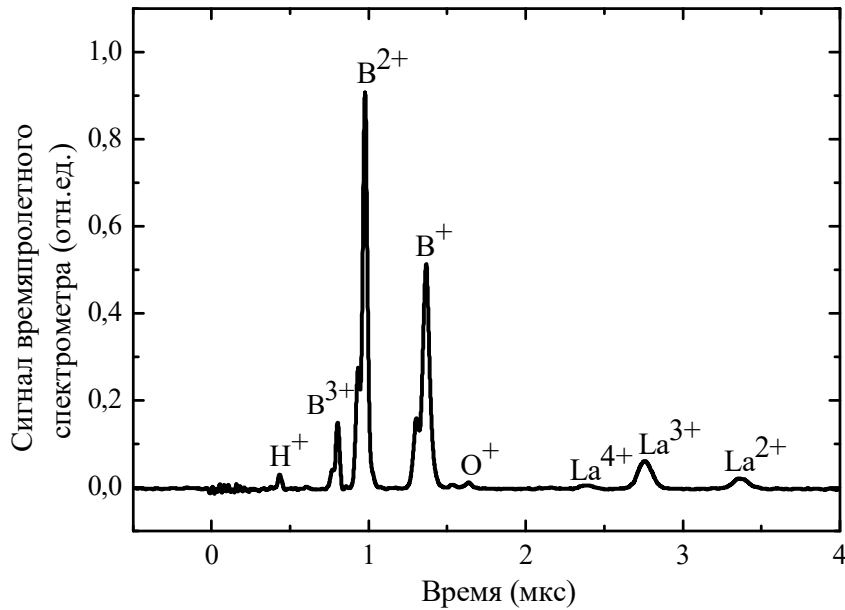


Рисунок 3.10. Масс-зарядовый спектр ионного пучка для катода из гексаборида лантана. Ток дуги - 100 А. Ускоряющее напряжение - 30 кВ. Давление – $6 \cdot 10^{-7}$ Торр. Момент измерения – 150 мкс после начала импульса разряда.

Ток разряда для случая дуги с короткой длительностью импульса был аналогичен импульсу, представленному на рис. 3.5. При длительности импульса тока дуги, составляющей ≈ 14 мкс, длительность импульса ионного тока была примерно в 2 раза больше. При амплитуде тока дуги в сотни ампер, полный ионный ток составлял сотни миллиампер.

Таким образом, были разработаны и испытаны разрядные системы на основе вакуумного дугового разряда с многокомпонентными катодами. Исследования характеристик и параметров плазмы разряда с такими катодами представлены в следующих разделах этой главы диссертации.

3.2. Процессы генерации ионов дейтерия в вакуумном дуговом разряде с катодом из дейтерида циркония

Электроды, содержащие дейтерий в окклюдированном состоянии, используются в вакуумных нейтронных источниках (трубках) для генерации плазмы, содержащей ионы дейтерия [118 - 120]. Масс-зарядовый состав такой

плазмы, динамика изменения ее состава во многом определяют эффективность работы нейтронных источников данного типа, поскольку наряду с дейтерием продуктом вакуумной дуговой эрозии катода являются также ионы металлической матрицы. Повышение общего количества генерируемых нейтронов в устройствах такого типа может быть достигнуто за счет увеличения длительности импульса разряда, который в существующих вакуумных нейтронных трубках составляет около 1 мкс. В этом разделе диссертации представлены результаты исследований масс-зарядового состава плазмы импульсной вакуумной дуги с циркониевым катодом, насыщенным дейтерием до 40 ат. %.

При измерении масс-зарядовых спектров плазмы вакуумной дуги длительностью 250 мкс с катодом из дейтерида циркония в спектре присутствовали также и примеси ионов водорода. Молекулярный ион водорода H_2^+ является дублетом к атомарному иону дейтерия D^+ и вопрос о количественном соотношении этих типов ионов в пике, соответствующем массе 2 а.е.м. масс-зарядового спектра времяпролетного спектрометра, требует дополнительного рассмотрения. Специальные эксперименты с катодами насыщенными только водородом показали, что при условиях измерения доля атомарных ионов водорода в спектре существенно выше молекулярных. Поскольку сечения ионизации дейтерия и водорода практически идентичны [150, 151], то отношение пиков спектра, соответствующих молекулярным и атомарным ионам этих изотопов водорода, должны иметь близкие значения. Из масс-зарядового спектра ионного пучка, представленного на рис. 3.3, следует, что отношение пиков ионов D_2^+ и пика с массой 2 а.е.м. составляет приблизительно 1 к 50. Учитывая то, что амплитуда пика ионов D^+ больше амплитуды H^+ в 7 раз, можно сделать вывод, что количество ионов H_2^+ в пике с массой 2 а.е.м. не превышает значений долей процента от общего количества ионов D^+ , что является пренебрежимо малой величиной. Доля ионов протодейтерия HD^+ (см. рис. 3.3) также незначительна.

Для катода из чистого циркония в масс-зарядовом составе плазмы вакуумной дуги наблюдаются только следы ионов атомарного и молекулярного водорода и ионы циркония с зарядностью от 1+ до 4+, причем наиболее вероятная зарядность - Zr^{3+} , а средняя зарядность ионов циркония - 2,6+. В случае использования катода, выполненного из дейтерированного циркония (см. рис. 3.3), средний заряд ионов циркония снижается до 2,3+, доля ионов Zr^{4+} заметно уменьшается, а наиболее вероятная зарядность смещается с Zr^{3+} на Zr^{2+} . Такая трансформация масс-зарядового спектра ионов циркония может быть объяснена дополнительными затратами энергии на ионизацию дейтерия, а, следовательно, и снижением температуры электронов в области катодного пятна вакуумной дуги.

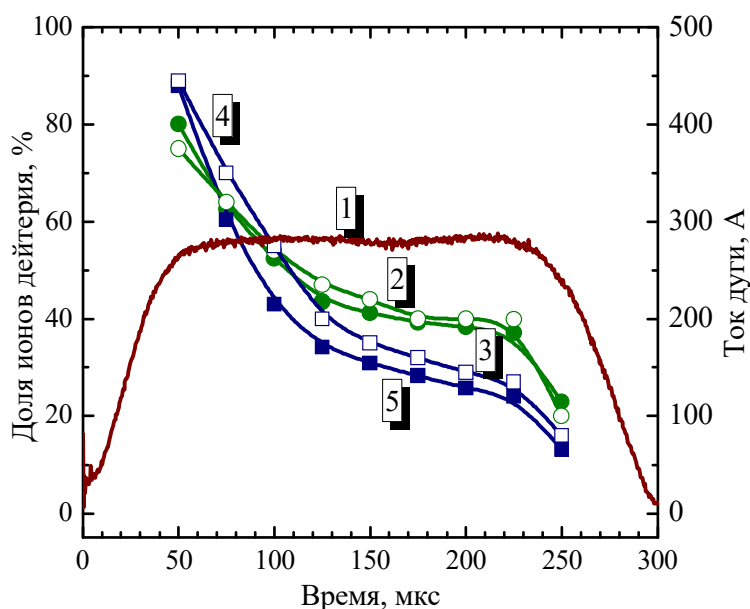


Рисунок 3.11. Импульс тока дуги (1) и временные зависимости долевого содержания дейтерия (2 - 5). Ток дуги: 2, 3 – 160 А; 4, 5 – 280 А. Ускоряющее напряжение: 2, 4 – 30 кВ; 3, 5 – 20кВ. Давление $8 \cdot 10^{-7}$ Торр.

В случае катода из дейтерида циркония изменение тока дуги в пределах от 80 до 320 А практически не влияло на средний заряд ионов циркония, при этом интегральное содержание атомарных ионов дейтерия за импульс варьировалось в диапазоне от 52 до 63 %.

Зависимости изменения доли атомарных ионов дейтерия D^+ «по длительности импульса» вакуумной дуги представлены для двух значений тока

дуги и ускоряющего напряжения на рис. 3.11. В представленных зависимостях содержание ионов D^+ максимально вблизи переднего фронта импульса тока дуги, через 100 мкс их относительное количество уменьшается и начинает изменяться слабо, а затем, на заднем фронте импульса тока дуги, уменьшается значительно. Большая доля ионов дейтерия в начале импульса вакуумной дуги вероятно связана с образованием новых катодных пятен и интенсивной ионизацией дейтерия, поступающего в плазму дуги из катодных пятен и прилегающих к ним областей, подверженных влиянию потоков заряженных частиц из плотной плазмы катодных пятен. В дальнейшем, катодные пятна мигрируют по поверхности, уже частично «очищенной» плазмой, и временная зависимость количества ионов циркония выходит в насыщение. Кроме этого напряжение горения дуги снижается до квазистационарного значения порядка 30 В, что существенно меньше аналогичной величины в начальной фазе разряда. На заднем фронте вакуумной дуги факторами, ответственными за уменьшение доли ионов дейтерия, являются малое количество образующихся на «свежих» областях поверхности катода катодных пятен и уменьшающаяся, при дальнейшем снижении напряжения горения дуги, температура плазмы, что приводит к уменьшению вероятности ионизации дейтерия.

Таким образом, в результате экспериментов было показано, что, катод вакуумной дуги, насыщенный дейтерием, обеспечивает эффективную генерацию ионов дейтерия, интегральная доля которых за импульс тока дуги составляет приблизительно 50 %, что выше, чем доля атомов дейтерия в катоде дуги, составляющая 40 %. Превышение доли ионов дейтерия в плазме дуги над долей атомов дейтерия в катоде дуги связано, как это показано в работе [153], с дополнительным поступлением дейтерия в область разряда из объема катода при нагреве его поверхности дугой.

Поскольку максимальное количество дейтерия в плазме разряда наблюдалось в начале импульса дуги, дальнейшие исследования по генерации ионов дейтерия проводились для вакуумной дуги более короткой длительности [153]. В экспериментах регистрировались осциллограммы импульса тока дуги и

тока ионного пучка из плазмы разряда, а также масс-зарядовый состав плазмы, по которому определялись долевые соотношения ионов дейтерия и циркония. Характерные осциллограммы импульса тока разряда длительностью 7 мкс, соответствующего импульса тока ионного пучка на цилиндр Фарадея и зависимости от времени его составляющих приведены на рис. 3.12. Импульсы компонентов ионного пучка различаются, что связано с различными значениями направленной скорости ионов различных масс в плазме. Поэтому, для количественного определения доли различных ионов за весь импульс, ионный ток каждого типа ионов интегрировался по времени всего импульса.

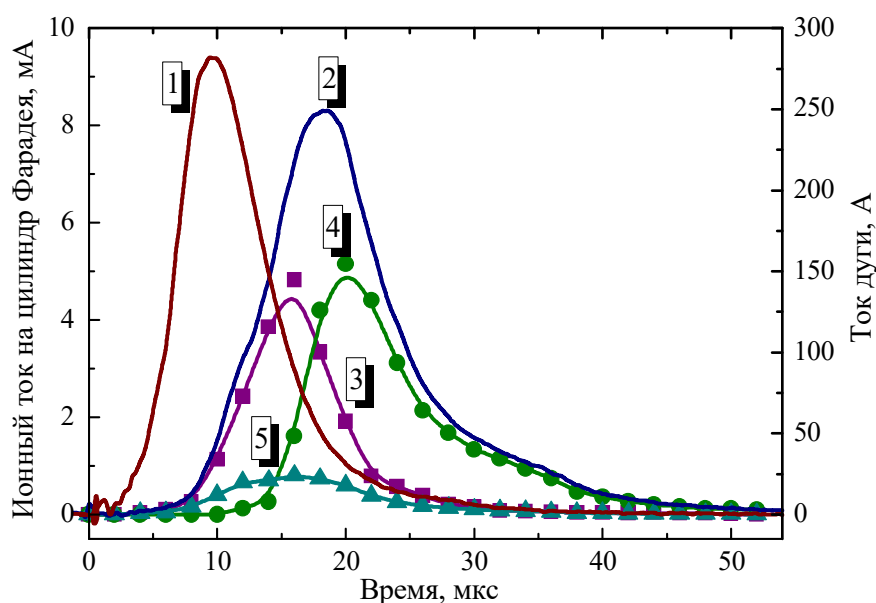


Рисунок 3.12. Осциллограммы импульсов: 1 - тока разряда (правая шкала), 2 - тока ионного пучка на цилиндр Фарадея (левая шкала), и токов ионов, входящих в состав пучка: 3 - дейтерия, 4 - циркония, и 5 - примесей.

Исследования изменения амплитуды импульса тока дуги в пределах от 50 А до 1,3 кА на генерацию в ее плазме ионов дейтерия были проведены для длительностей импульса дуги 2, 4, 7 и 17 мкс. Зависимости доли ионов дейтерия в плазме за весь импульс от тока дуги представлены на рис. 3.13. При малых токах разряда зависимости являются растущими, а затем стремятся к насыщению. Увеличение длительности импульса тока дуги от 2 до 7 мкс не оказывает заметного влияния на количество ионов дейтерия в плазме. При большей

длительности импульса тока дуги (17 мкс) характер зависимости от тока дуги не изменяется, но насыщение достигается при меньших значениях доли ионов дейтерия в плазме. При долевого содержании атомов дейтерия в катоде 40 ат. %, максимальная доля ионов дейтерия в плазме вакуумной дуги достигает 83 % для дуги длительностью импульса 4 и 7 мкс, и 62 % для импульса длительностью 17 мкс.

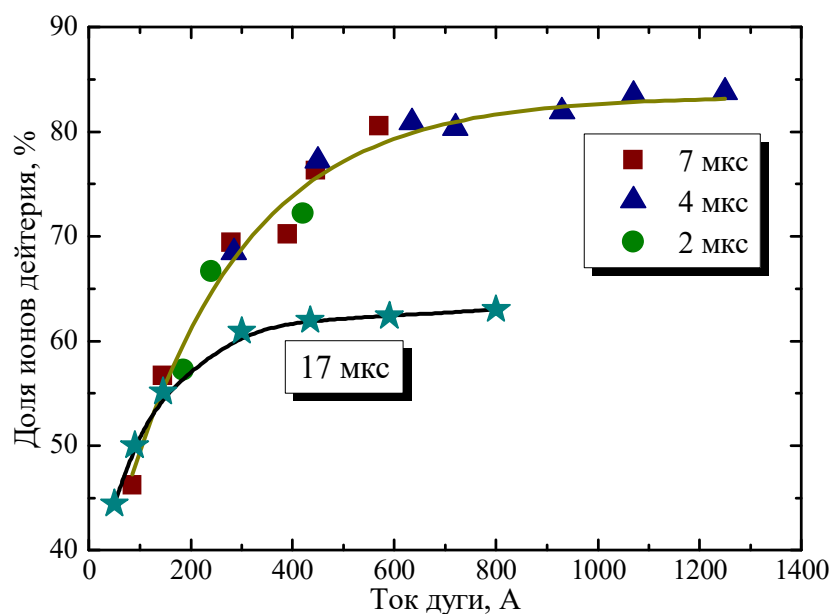


Рисунок 3.13. Зависимость суммарной доли ионов дейтерия за импульс тока ионного пучка от тока дугового разряда. Ускоряющее напряжение 30 кВ, давление $5 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Поведение зависимостей рис. 3.13 можно интерпретировать следующим образом. При малых токах дуги функционируют отдельные катодные пятна и возможно, что при этом часть покинувших катод атомов дейтерия не ионизуется. По мере увеличения тока возрастает плотность плазмы катодных пятен, что ведет к интенсификации процессов ионизации дейтерия в них, а так же росту температуры поверхности катода, приводящего к большему выходу дейтерия из объема катода за счет термодиффузии. Снижение доли ионов дейтерия в плазме дуги при увеличении длительности импульса может быть обусловлено уменьшением содержания дейтерия на разогретых участках катода, где происходит инициирование новых катодных пятен. Это предположение подтверждается результатами специально проведенных экспериментов, в которых

было показано, что для дуги с длительностью импульса 4 мкс при увеличении амплитуды тока с 1,3 до 2,5 кА доля ионов дейтерия в плазме снижается с 83 до 75 %, а для длительности импульса 17 мкс при увеличении тока с 600 А до 1,5 кА – с 62 до 50 %.

Таким образом, экспериментально было показано, что для вакуумного дугового разряда длительностью 7 мкс в диапазоне токов разряда от 700 А до 1,3 кА суммарная доля ионов дейтерия за импульс вдвое превышает количество атомов дейтерия в катоде и составляет более 80 %. Такое высокое содержание ионов дейтерия в плазме дуги достигается за счет: их эффективной ионизации при более высокой температуре плазмы, реализуемой при относительно короткой длительности импульса; выходом атомов дейтерия не только с поверхности катода, но и из всего объема разогретого катодным пятном катода, а так же участков поверхности, прилегающих к катодным пятнам; эффективной ионизации.

3.3. Процессы генерации ионных пучков на основе плазмы вакуумного дугового разряда с катодом из двухкомпонентного сплава металлов

В настоящем разделе представлены результаты исследования плазмы вакуумного дугового разряда с катодами, выполненными из двухкомпонентного сплава металлов. В качестве модельного материала катода были выбраны оловянно-свинцовые сплавы с различными долями элементов в них, поскольку свойства таких сплавов, широко применяемых для припоев, хорошо известны [161]. Сплавы олова и свинца представляют собой высокодисперсную эвтектическую смесь твердых фаз двух металлов, которые распределены по поверхности достаточно равномерно, что и обеспечивает высокую повторяемость результатов измерений от импульса к импульсу дуги, когда катодное пятно инициируется на различных участках поверхности катода [154].

Известная зависимость температуры плавления материала катода от атомной доли олова [162], представленная на рис. 3.14, имеет минимум в точке

эвтектики системы олово-свинец при соотношении атомарных долей свинца и олова приблизительно равном 1:5. Напротив, измеренная в экспериментах зависимость напряжения горения вакуумного дугового разряда от атомной доли олова в катоде для импульса разряда длительностью 250 мкс, представленная на рис. 3.14, имеет линейный вид: возрастает от 13,7 В, в случае катода из свинца, до 15,5 В для катода из олова. Это еще раз подтверждает, что главное значение, определяющее напряжение горения разряда, имеет энергия связи атомов катода [31, 32]. Очевидно, что при росте доли атомов олова в материале катода энергия связи атомов в нем будет возрастать со значения 2,03 эВ/атом, характерного для чистого свинца, до значения 3,14 эВ/атом, соответствующего чистому олову. Это и определяет линейно растущую зависимость напряжения горения разряда от доли олова в катоде.

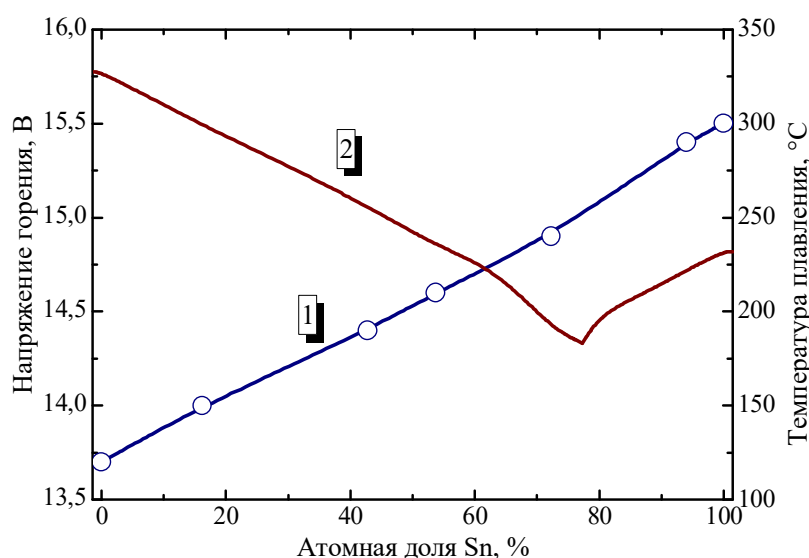


Рисунок 3.14. Зависимость напряжения горения вакуумного дугового разряда (1) и температуры плавления катода по данным [162] (2) от атомной доли олова в катоде. Ток дуги – 200 А. Длительность тока дуги – 250 мкс. Давление – $3 \cdot 10^{-7}$ Торр. Момент измерения – 150 мкс после начала импульса разряда.

Исследования плазмы вакуумной дуги с катодами из сплавов с разным процентным соотношением олова и свинца и сравнение результатов с чистыми свинцовым и оловянным катодами показали, что соотношение ионов олова и

свинца в плазме разряда, «проинтегрированное» по всей длительности импульса, с высокой точностью соответствовало соотношению атомов элементов в катоде вакуумной дуги [154]. Это же наблюдалось и для других двухкомпонентных катодов – $\text{Cu}_{0,7}\text{Cr}_{0,3}$ и $\text{Ti}_{0,88}\text{Cu}_{0,12}$, а так же для трехкомпонентного катода, выполненного из $\text{W}_{0,4}\text{C}_{0,43}\text{Co}_{0,17}$ [107].

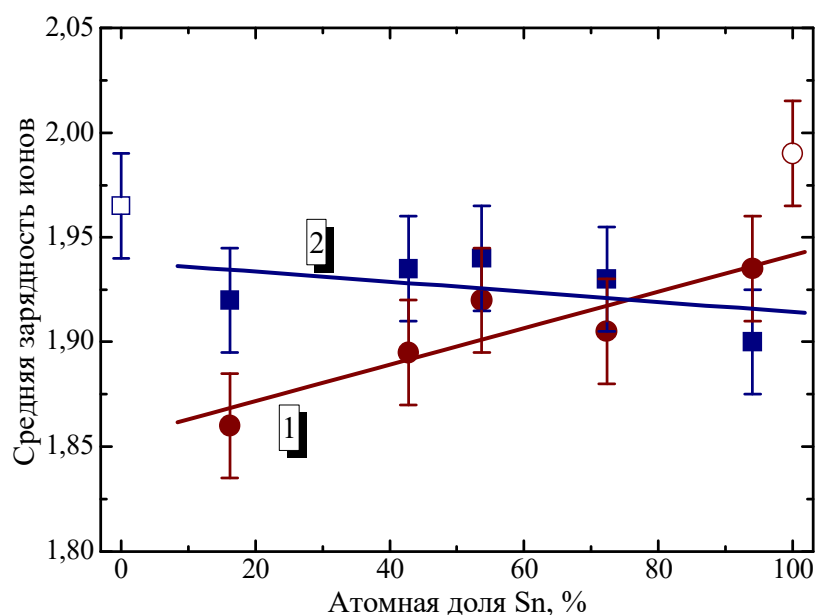


Рисунок 3.15. Зависимость средней зарядности олова (1) и свинца (2) от атомной доли олова в катоде. Ток дуги – 200 А. Давление – $4 \cdot 10^{-7}$ Торр. Момент измерения – 150 мкс после начала импульса разряда.

Распределение зарядовых состояний ионов в дуговой плазме с катодом из сплава существенно отличается от катодов, выполненных из чистых металлов, входящих в состав сплава. Как следует из зависимостей, представленных на рис. 3.15, средняя зарядность ионов свинца, составляющая для чистого катода $1,99+$, снижается до $1,93+$ для катода из $\text{Sn}_{0,16}\text{Pb}_{0,84}$. Подобный эффект наблюдается и для ионов олова при переходе с чистого катода из олова на катод, выполненный из сплава. Этот эффект был зарегистрирован достаточно надежно: данные получены в результате многократных экспериментов при усреднении времяпролетных масс-зарядовых спектров плазмы разряда по сотням импульсов.

Линейный рост зависимости средней зарядности ионов олова от его атомной доли в катоде, приведенный на рис. 3.15, может быть также обусловлен

правилом энергии связи атомов. Слабо падающая зависимость для ионов свинца, по-видимому, связана с уменьшением интенсивности процесса их ионизации при увеличении доли ионов олова в плазме дуги: поскольку потенциал ионизации одно- и двухзарядных ионов свинца выше, чем соответствующие потенциалы ионизаций для ионов олова, влияние увеличения доли ионов олова аналогично влиянию увеличения доли нейтралов газа в разрядном промежутке дуги, приводящего к снижению зарядности ионов металлов в плазме разряда [114].

Вместе с тем, уменьшение средней зарядности ионов при переходе от одноэлементного к двухэлементному катоду, в особенности при замене катодного материала Pb на $\text{Sn}_{0,16}\text{Pb}_{0,84}$, не может быть объяснено правилом энергии связи. В этом случае энергия связи атомов в катоде возрастает. Одно из предположений, почему это происходит, связано с увеличением радиационных потерь энергии за счет излучения из плотной плазмы катодного пятна при появлении в ней небольшой доли ионов примесей олова или свинца. Появление примесей приводит к увеличению числа излучающих линий и росту потока излучения из объема плазмы, что, в свою очередь, ведет к ее радиационному охлаждению, уменьшению температуры электронов, приводящей к снижению зарядности ионов материала катода. Однако выяснение детального механизма этого процесса требует проведения сложных спектроскопических исследований, выходящих за рамки настоящей диссертационной работы.

При использовании катода, выполненного из $\text{Sn}_{0,43}\text{Pb}_{0,57}$, в вакуумном дуговом разряде более короткой длительности средней зарядности ионов олова и свинца возрастали. Так, в масс-зарядовом спектре плазмы вакуумной дуги длительностью 2 мкс, представленном в качестве примера на рис. 3.16, максимальная зарядность ионов олова и свинца достигали 8+. Кроме этого, в спектре, как это имело место для дуги короткой длительности, присутствуют ионы газов остаточной атмосферы вакуумной камеры.

Как и в случае одноэлементных катодов, для катода, выполненного из сплава, имелось оптимальное значение амплитуды тока разряда, при которой зарядность ионов плазмы была максимальной. Например, это значение для

катода из сплава $\text{Sn}_{0,43}\text{Pb}_{0,57}$ составляло около 2,7 кА. Максимальные зарядности ионов олова и свинца при изменении зарядности возрастали «совместно», в соответствии с их потенциалами ионизации. Так, например, при приближении тока разряда к оптимальному значению вначале в плазме дуги появлялись ионы Pb^{6+} , у которых потенциал ионизации составляет 88,0 эВ, потом ионы Sn^{6+} (98,7 эВ) и лишь затем Pb^{7+} (108,7 эВ). Последнее, по-видимому, связано с тем, что ионизация двух компонентов материала катода осуществлялась электронами, имеющими определенную температуру, и в одной и той же области разряда.

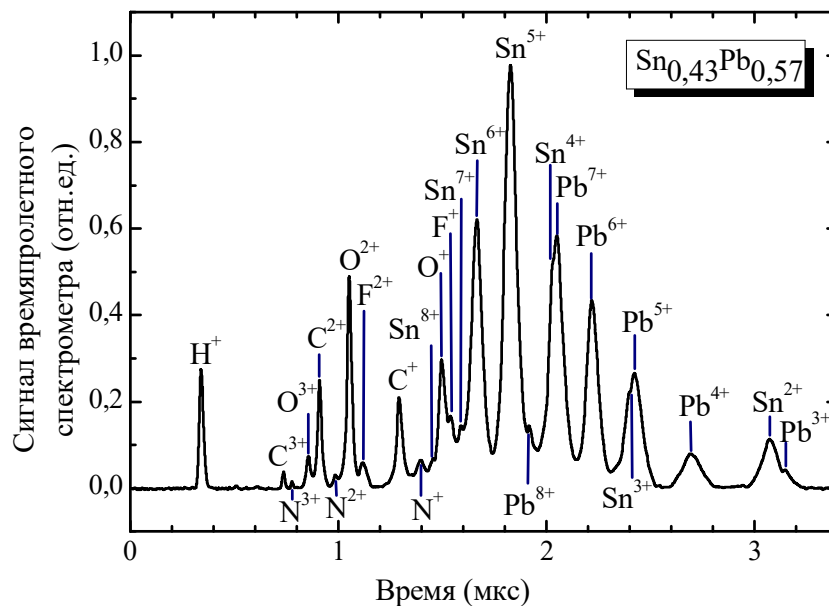


Рисунок 3.16. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из $\text{Sn}_{0,43}\text{Pb}_{0,57}$, измеренный на 10-ой мкс после начала импульса тока разряда. Длительность тока дуги – 2 мкс, амплитуда тока дуги – 2,7 кА, ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $4 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Таким образом, показано, что в плазме вакуумной дуги с катодами, выполненными из нескольких элементов, соотношение ионов этих элементов соответствует атомарному составу катода. Напряжение горения дуги для таких катодов не зависит от температуры их плавления и определяется правилом энергии связи атомов в катоде. Средняя зарядность ионов олова и свинца для катода из оловянно-свинцового сплава меньше, чем для катодов из одного металла. В случае вакуумного дугового разряда с короткой длительностью импульса наблюдается существенное увеличение зарядности всех элементов,

входящих в катод, при этом рост максимальной зарядности каждого компонента определяется его потенциалами ионизации.

3.4. Процессы генерации пучков с высоким содержанием ионов бора на основе вакуумной дуги с боросодержащим катодом

Получение плазмы дуги, содержащей ионы бора, представляет интерес для технологий плазменного борирования [163] и имплантации ионов бора [126 - 128], при которых на обрабатываемой поверхности осуществляется синтез боридов, приводящих к улучшению ее служебных характеристик [129]. Однако функционирование вакуумного дугового разряда с катодом из чистого бора затруднено, поскольку при нормальных условиях бор имеет низкую электропроводность [130]. Проблема решается нагревом катода до температур уровня 500°C , при котором электрическое сопротивление катода становится достаточно для функционирования дугового разряда [131, 132]. Альтернативным методом генерации плазмы с высоким содержанием ионов бора является использование твердотельных электропроводных соединений бора, например гексаборида лантана.

Исследования масс-зарядового состава пучков, генерируемых на основе вакуумной дуги с катодом из гексаборида лантана, показали, что, в случае функционирования разряда с длительностью импульса 250 мкс и амплитудными значениями токов дуги до 200 А (см., в качестве примера, спектр, приведенный на рис. 3.10), суммарная доля ионов лантана в течение импульса составляла 14 ± 2 %. Полученное значение в пределах погрешности эксперимента совпадало с атомарной долей лантана в материале катода – 14 ат.%. Соответственно суммарная доля ионов бора в плазме дуги, а так же в извлеченном из такой плазмы ионном пучке, составляла около 86 %, что также соответствует стехиометрическому составу материала катода [157, 164]. При использовании в качестве катода дуги карбида бора CB_4 показано, что в плазме разряда суммарная доля ионов бора составляет около 80 ± 2 %, что, как и в случае катода из

гексаборида лантана, совпадает с атомарной долей атомов бора в материале катода.

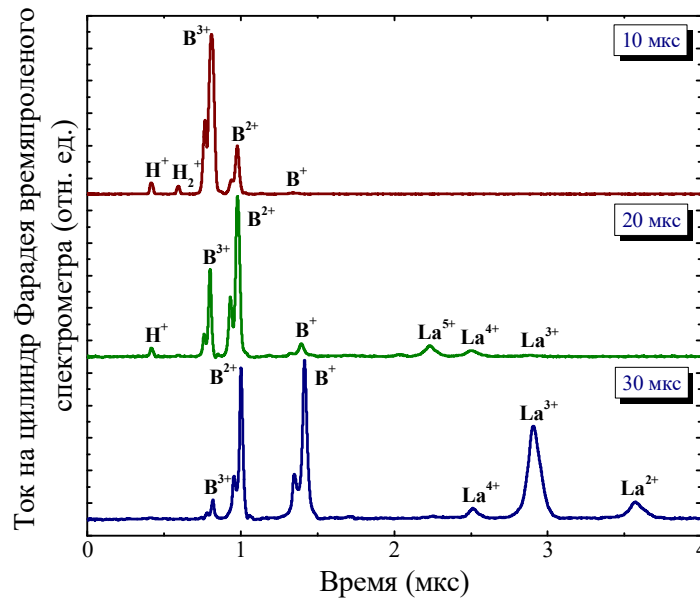


Рисунок 3.17. Масс-зарядовый спектр ионного пучка в случае катода из гексаборида лантана. Амплитуда импульса тока дуги – 700 А, длительность – 7 мкс. Ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $4 \cdot 10^{-7}$ Торр. Момент измерения – 10, 20, 30 мкс после начала импульса разряда.

В случае дуги с более короткими длительностями импульсов вопрос о доле ионов бора в ионном пучке становится не таким очевидным. Масс-зарядовые спектры пучка измеренные в различные моменты времени, представлены на рис. 3.17 [165]. В первом спектре в пучке присутствуют только ионы бора, в спектре, соответствующем 20 мкс, появляются и ионы лантана, а на 30-й мкс доля ионов лантана увеличивается, существенно превышая его атомарную долю в составе катода. Следует еще раз уточнить, что двойные пики зарядностей бора объясняются наличием двух стабильных изотопов бора - ^{10}B и ^{11}B , а отношение высоты пиков изотопов примерно соответствует их распространению в природе [166].

Для выяснения вопроса содержания ионов бора в течение всего импульса были проведены исследования дуги с катодом из гексаборида лантана при функционировании разряда с длительностью импульса дуги от 4 до 22 мкс и

токами в пределах (100 - 800) А. Для определения долей ионов бора и лантана, масс-зарядовый состав пучка измерялся по всей длительности импульса ионного тока с временным шагом 2 мкс. Доли ионов нормировались на величину ионного тока и тем самым определялись временные зависимости токов ионов бора и лантана в общем ионном токе пучка. Пример таких зависимостей представлен на рис. 3.18. В дальнейшем эти зависимости интегрировались по всей длительности импульса, в результате определялось общее количество ионов бора и лантана за импульс ионного пучка.

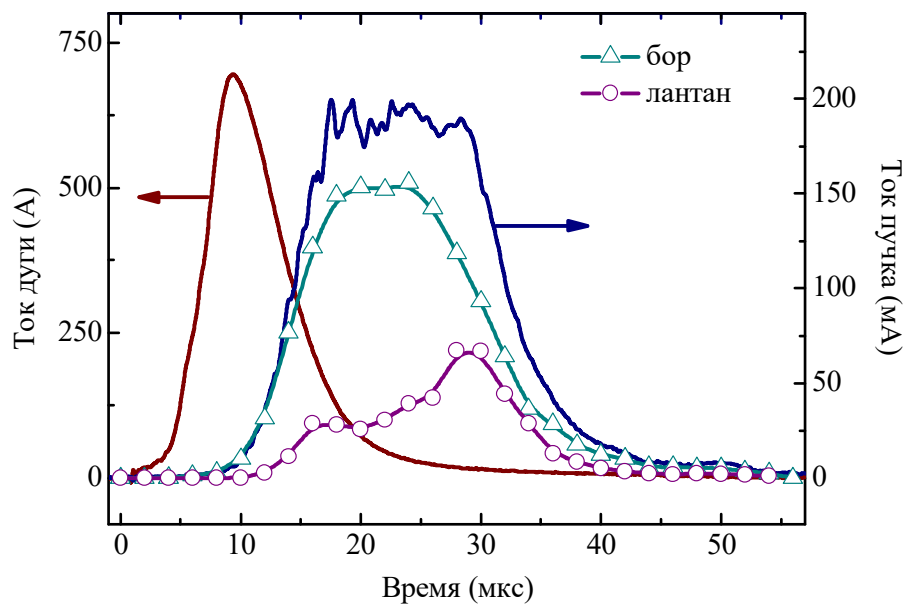


Рисунок 3.18. Импульс тока разряда, соответствующий ему импульс тока ионного пучка и составляющие ионного тока: токи ионов бора и лантана. Ускоряющее напряжение – 30 кВ, давление – $4 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Согласно результатам этих экспериментов, доля ионов бора в плазме дуги для различных условий эксперимента составляла 86 ± 3 %, что удовлетворительно соответствует доли атомов бора в катоде – 86 ат. %. Таким образом, и при более короткой длительности импульса соотношение суммарной доли ионов бора, а, соответственно, и лантана, определяется стехиометрическим составом катода, а различие соотношений ионов в спектрах, представленных на рис. 3.17, связано, прежде всего, с различием направленных скоростей движения ионов легкого бора и тяжелого лантана.

Отметим, что как это было показано в предыдущей главе диссертации, в случае использования более коротких длительностей импульса тока дуги ионы бора и лантана имеют более высокие средние зарядовые состояния. Так, если в случае импульса дуги длительностью 250 мкс средняя зарядность ионов бора составляла 1,55+, лантана 2,71+ (см. рис. 3.10), то при длительности импульса 7 мкс средняя зарядность ионов бора увеличивалась до 1,76+, а ионов лантана до 4,46+. При этом, как и в случае катода из олова и свинца, зарядность ионов бора и лантана возрастала «совместно», в соответствии с их потенциалами ионизации.

Таким образом, вакуумный дуговой разряд с катодом из проводящих боросодержащих материалов с высокой долей атомов бора в катоде обеспечивает эффективную генерацию плазмы и пучков с высоким содержанием ионов бора, а суммарная доля ионов бора соответствует атомной доле этого элемента в материале катода.

3.5. Выводы по главе 3

Представленные в настоящей главе экспериментальные результаты и их анализ позволяют сделать следующие выводы:

1. Показано, что для вакуумной дуги с катодами, выполненными из нескольких металлов, суммарные доли ионов этих элементов в плазме разряда соответствуют их атомарным долям в материале катода. На примере катодов из модельного сплава олова и свинца показано, что напряжение горения дуги для таких катодов определяется не температурой плавления материала катода или другими характеристиками, а энергией связи атомов в нем. Найдено, что средняя зарядность ионов металлов, входящих в такие катоды, ниже, чем в случае одноэлементных катодов из этих металлов. В случае вакуумного дугового разряда с короткой длительностью импульса наблюдается существенное увеличение зарядности всех элементов, входящих в катод, при этом рост максимальной зарядности каждого компонента определяется его потенциалами ионизации.

2. Вакуумный дуговой разряд с катодом из проводящего боросодержащего материала обеспечивает эффективную генерацию пучков ионов бора. Суммарная доля ионов бора соответствует атомной доле бора в материале катода. В случае катода из гексаборида лантана суммарная доля ионов бора в пучке составляет 86 %.

3. Экспериментально показано, что для вакуумной дуги с катодом из циркония, насыщенного дейтерием, доля ионов дейтерия в плазме разряда может значительно превышать атомарную долю дейтерия в материале катода. Так, для катода из циркония, в котором атомарная доля дейтерия составляла 40 %, в случае дуги длительностью импульса тока 250 мкс доля ионов дейтерия в пучке составляла 50 %, а для дуги длительностью в единицы микросекунд вдвое превышала атомарную долю дейтерия в катоде. Более высокая доля ионов дейтерия в ионном пучке, а, следовательно, и в плазме дуги, обусловлена выходом атомов дейтерия из всего объема разогретого катодным пятном участка катода, а также участков поверхности, прилегающих к катодному пятну.

ГЛАВА 4. ИСТОЧНИКИ ИОНОВ И ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Настоящий раздел посвящен оборудованию, созданному и модернизированному на основе исследований, проведенных при выполнении диссертационной работы. Модернизированный вакуумный дуговой ионный источник Mevva - V.Ru, предназначенный для ионной модификации поверхности, в том числе гибридными ионными пучками, генерируемыми на основе разрядной системы с многокомпонентными катодами, был поставлен в Национальный центр ядерных исследований Республики Польша, г. Отвоцк (НЦ ЯИ). Источник потоков плазмы высокозарядных ионов металла на основе сильноточной вакуумной дуги короткой длительности, создан для Института прикладной физики Российской академии наук, г. Н.-Новгород (ИПФ РАН), где используется в экспериментах для лабораторного моделирования астрофизических процессов.

4.1. Модернизированный вакуумный дуговой ионный источник Mevva - V.Ru

Установка Mevva - V.Ru, изготовленная, поставленная и введенная в эксплуатацию в НЦ ЯИ включает в себя модернизированный ионный источник Mevva - V.Ru и источник электронов РИТМ-2М (Лаборатория вакуумной электроники ИСЭ СО РАН), которые размещены на общей вакуумной камере. Такая компоновка позволяет проводить совместную обработку поверхности ионными и электронными пучками.

В вакуумном дуговом ионном источнике Mevva - V.Ru при использовании катода, выполненного из многокомпонентного материала, осуществлялась генерация пучков, содержащих несколько типов ионов (см. Главу 3). Оборудование, относящееся к ионному источнику Mevva - V.Ru (рис. 4.1), включало: высоковольтный терминал, внутри которого расположен сам ионный источник, высоковольтный бак разделительных трансформаторов дугового и инициирующего разрядов; стойку электропитания; вакуумную систему

безмасляной откачки на основе форвакуумного спирального насоса Anest Iwana™ ISP-250C-SV и турбомолекулярного насоса Shimadzu™ TMP-803 M и времяпролетный спектрометр для анализа масс-зарядового состава ионного пучка. Принцип функционирования ионного источника Mevva - V.Ru подробно рассмотрен в разделах 2.1 и 3.1 диссертации.



Рисунок 4.1. Фотографии высоковольтного терминала (слева) и общий вид установки Mevva - V.Ru (справа). 1 - вакуумный дуговой ионный источник Mevva - V.Ru, 2 - вентилятор воздушного охлаждения, 3 - бак разделительных трансформаторов, 4 - искусственная формирующая линия, 5 - стойка электропитания ионного источника Mevva – V.Ru, 6 - высоковольтный терминал, 7 - вакуумная камера, 8 - времяпролетный спектрометр для анализа ионного пучка, 9 - система безмасляной откачки, 10 - стойка электропитания источника электронов РИТМ-2М (Лаборатория вакуумной электроники ИСЭ СО РАН).

Принципиальные изменения, внесенные в конструкцию ионного источника на основании опыта, полученного в ходе работы над диссертацией, заключались в следующем. В ионном источнике использовалась новая конструкция анода, обеспечивающая отвод потока тепла из области разряда и эмиссионного электрода к внешнему радиатору, охлаждаемому потоком воздуха, циркулирующего внутри закрытого объема высоковольтного терминала. При этом охлаждение воздуха внутри терминала осуществлялось отводом тепла через

металлические стенки терминала в окружающую воздушную среду за счет конвекции. Все это позволило увеличить длительность импульса вакуумной дуги, а, следовательно, и мощность ионного пучка в 2 раза. При этом, поскольку охлаждаемая площадь стенок высоковольтного терминала составляла около 10 м^2 , их нагрев при нормальных условиях в помещении даже при длительной работе не превышал 27°C .

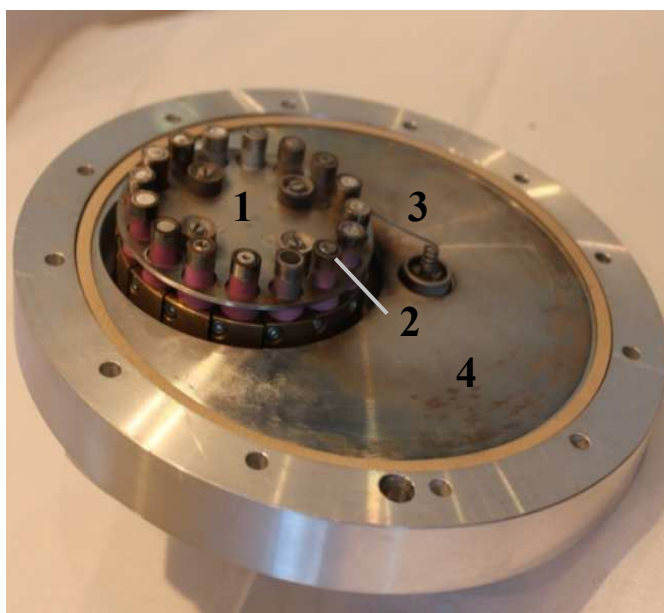


Рисунок 4.2. Катодный узел ионного источника. 1 - экран катодного узла, 2 - катод с изолятором, выполненным из керамики 22ХС, 3 - иницирующий электрод, 4 - катодный фланец.

В качестве изолятора, разделяющего катод и иницирующей электрод, вместо керамики, выполненной из оксида алюминия (Al_2O_3), была использована керамика 22ХС, обладающая повышенной температурной стойкостью. Поскольку катодный узел (см. рис. 4.2) является самым температуронапряженным элементом ионного источника и непрерывная работа катода ограничена, в основном, разрушением керамики, это привело к увеличению времени работы катодного узла ионного источника.

Следующим изменением конструкции ионного источника была установка электрически изолированного экрана, закрывающего катодный узел (см. рис. 4.2). В первых конструкциях ионного источника, этот экран выполнялся из алюминия

и находился под потенциалом катода. Изготовление экрана из материалов с более высоким пороговым током возникновения вакуумной дуги (тантал, молибден) привело к уменьшению вероятности паразитного зажигания катодного пятна на нем, но не решило эту проблему полностью. Зажигание катодного пятна на экране, в свою очередь, вело к загрязнению плазмы дуги ионами материала экрана, а, следовательно, к появлению ионов этих примесей в пучке. Использование экрана, электрически изолированного от катодного узла, позволило исключить паразитное зажигание катодных пятен на нем.

Особенность компоновки высоковольтной схемы питания разрядов заключалась в размещении разделительных трансформаторов дугового и инициирующего разрядов в одном высоковольтном баке с масляной изоляцией, а искусственной формирующей линии питания дуги на высоковольтных выводах этого трансформатора, что делало схему питания более компактной.

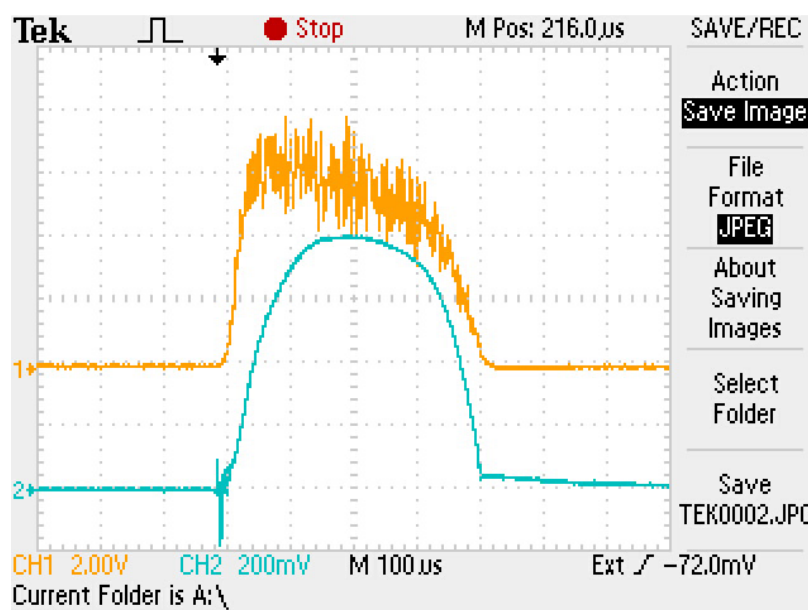


Рисунок 4.3. Импульс тока вакуумной дуги ионного источника (нижний луч, 40 А/дел.) и соответствующего полного тока ионного пучка на коллектор (верхний луч, 200 мА/дел.). Временная шкала – 100 мкс/дел. Ускоряющее напряжение - 60 кВ. Материал катода – LaB₆.

Система питания ускоряющего напряжения была выполнена на базе высоковольтного источника Spellman™ SL1200, обеспечивающего плавную регулировку напряжения от 20 кВ до 60 кВ, и имеющего защиту от пробоев,

возникающих при тренировке многоапертурных электродов ускоряюще-замедляющей системы. Амплитуда импульса тока вакуумного дугового разряда длительностью 400 мкс регулировалась в пределах от 100 А до 600 А. Средний ток ионного пучка с площадью поперечного сечения 80 см^2 достигал при максимальной частоте следования импульсов 10 Гц уровня 2 мА. Типичные формы импульсов тока дуги и полного тока ионного пучка, регистрируемого коллектором, в случае использования катода из гексаборида лантана представлены, в качестве примера, на рис. 4.3.

Представленное в этом разделе диссертации ионно-лучевое оборудование используется в настоящее время в группе проф. З. Вернера (ИЦ ЯИ, Польша) для проведения материаловедческих исследований в интересах задач ядерной энергетики.

4.2. Источник сверхзвуковых потоков плазмы для лабораторного моделирования астрофизических процессов

Исследование механизмов взаимодействия плазменных потоков с магнитными полями арочной конфигурации позволяет проводить лабораторные исследования при моделировании широкого класса астрофизических явлений: генерации электромагнитных излучений при взаимодействии солнечного ветра с магнитосферами планет-гигантов; процессов формирования вспышек и корональных выбросов массы на Солнце и звездах при разрыве магнитных арок. Такой подход является новым и перспективным направлением астрофизики и требует разработки и создания источников плазменных потоков многозарядных ионов, движущихся со сверхзвуковой скоростью. Поскольку развитие указанных процессов происходит при одном порядке давлений магнитного поля и потока плазмы, определяемого в основном кинетической энергией направленного движения ионов, источник сверхзвуковых потоков плазмы на основе вакуумной дуги короткой длительности как нельзя лучше подходит для проведения такого лабораторного моделирования. Его существенным преимуществом является

простота конструкции и компактность по сравнению с альтернативным методом получения таких потоков в открытой ловушке типа пробкотрон с плазмой, нагреваемой в условиях ЭЦР разряда мощным гиротроном.

Как было показано в главе 2, ионы плазмы импульсного вакуумного дугового разряда имеют высокую зарядность, а, следовательно, большее отношение заряда к массе и скорости, соответствующее единицам числа Маха, как это имеет место для потоков плазмы, генерируемых в звездных объектах. Например, для потока ионов с поверхности Солнца, так называемого солнечного ветра, число Маха составляет 3 – 6, при отношении кинетической энергии ионов к температуре электронов в среднем около 12, а для вакуумной дуги с катодом, выполненным из алюминия, при длительности импульса тока разряда около 10 мкс указанные величины составляют практически те же значения - 3 и 10, соответственно.

Источник сверхзвуковых потоков плазмы на основе импульсного вакуумного дугового разряда был разработан, изготовлен и поставлен в Институт прикладной физики г. Н.-Новгород, где в настоящее время используется при проведении лабораторных астрофизических исследований на совместно созданном компактном экспериментальном стенде «Солнечный ветер» [167] (рис. 4.4).

Инициирование импульсного дугового разряда осуществляется пробоем по поверхности керамической вставки при приложении высоковольтного импульса напряжения 7 кВ между катодом и иницирующим электродом. Далее, вакуумный дуговой разряд длительностью 10 мкс между катодом и анодом обеспечивается разрядом высоковольтного конденсатора емкостью 20 мкФ. Амплитуда тока разряда регулируется величиной напряжения зарядки емкости. При максимальном напряжении на емкости 1,5 кВ, ток достигает 3,5 кА. Варьируя амплитуду импульса тока разряда изменением напряжения зарядки конденсатора вакуумной дуги от сотен вольт до 1,5 кВ, можно регулировать концентрацию плазмы в катодной области разряда в диапазоне от 10^{13} до 10^{15} см⁻³.

Импульс тока вакуумной дуги и ионные токи на зонды, приведены, в качестве примера, на рис. 4.5.

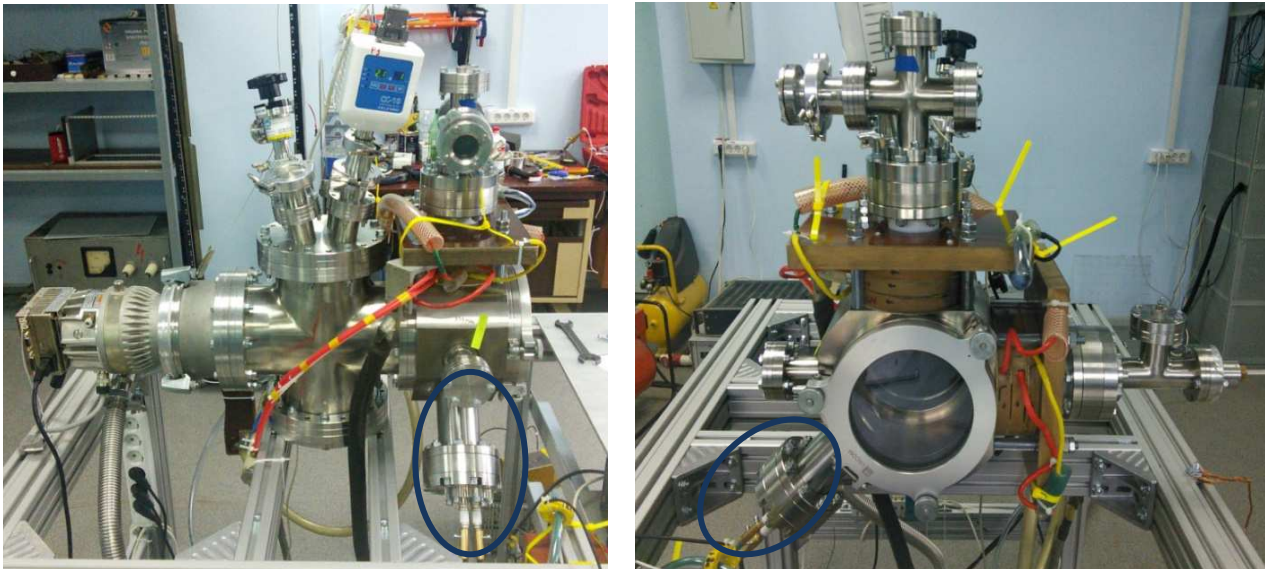


Рисунок 4.4. Установка «Солнечный ветер». Источник сверхзвуковых потоков плазмы обведен.

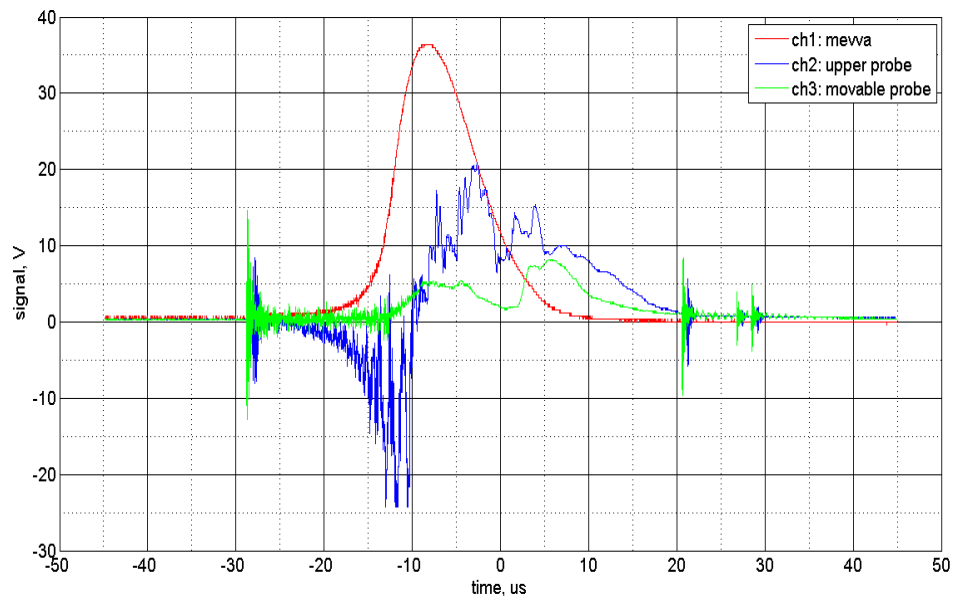


Рисунок 4.5. Осциллограммы сигналов: ch1 - импульса тока вакуумной дуги, ch2 - плотность тока на верхний зонд, расположенный на сопряженной относительно источника сверхзвуковых потоков плазмы силовой линии магнитного поля, ch3 - плотность тока на зонд, расположенный напротив источника сверхзвуковых потоков плазмы. Ток дуги - 1,8 кА. Индукция магнитного поля в пробке магнитной ловушки – 2,8 Тл.

Сверхзвуковой поток плазмы инжектировался в магнитное поле с различной конфигурацией силовых линий, создаваемое током двух катушек. Индукция магнитного поля в центре катушки – вплоть до 3,3 Тл. При размещении катушек под прямым углом друг к другу создается магнитное поле арочной конфигурации, которое является моделью сегмента магнитосферы планеты-гиганта.

Результаты экспериментов по обтеканию магнитного поля потоком плазмы, моделирующие воздействие солнечного ветра на магнитосферу планеты, представлены на рис. 4.6. Ток в катушках увеличивается от фотографии 1 до 4 от 0 до 6,6 кА, обеспечивая изменение магнитного поля в полюсах катушки от нулевого значения до 3,3 Тл. Темная область на фотографиях – это область, где давление плазмы меньше, чем давление магнитного поля и, следовательно, проникновение потока плазмы в эту область затруднено.

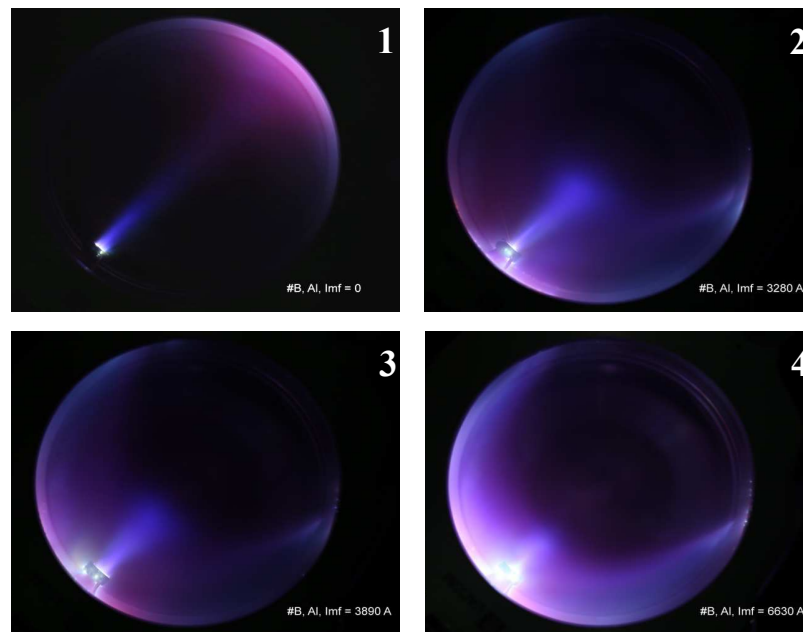


Рисунок 4.6. Результаты экспериментов по обтеканию потока плазмы арочного магнитного поля. Магнитное поле в полюсах 1 – 0, 2 – 1,7 Тл, 3 – 2 Тл, 4 – 3,3 Тл.

На представленных фотографиях видно, как при увеличении магнитного поля эта область расширяется, а поток плазмы её обтекает, как это происходит при обтекании магнитосферы солнечным ветром. На последних двух фотографиях заметна деформация области магнитного поля, расположенного на

оси с источником сверхзвуковых потоков плазмы, как это происходит при мощном коронарном выбросе, приводящем к «смятию» магнитосферы планеты.

В дальнейшем на установке были получены интересные результаты по генерации двух типов микроволнового излучения плазмы при ее взаимодействии с арочным магнитным полем. Показано, что широкополосное электромагнитное излучение на частотах до 20 ГГц генерируется энергетичными электронами на начальной стадии взаимодействия плазменного потока с магнитным полем, а излучение с частотой около 2 ГГц является стимулированным излучением циклотронной природы [168].

В заключение этого раздела резюмируем, что созданный источник плазмы, содержащий многозарядные ионы, генерируемые в вакуумной дуге короткой длительности, исследования которой были проведены в рамках настоящей диссертации, успешно используется для лабораторного моделирования астрофизических процессов в ИПФ РАН.

4.3. Выводы по главе 4

В настоящем разделе было представлено экспериментальное оборудование для проведения исследований в смежных с тематикой диссертации областях: материаловедения и астрофизики, созданное при выполнении настоящей диссертационной работы. Представленные в настоящей главе результаты заключаются в следующем:

1. Создана установка с модернизированным вакуумным дуговым источником ионов $Mevva - V.Ru$ на основе вакуумного дугового разряда, которая позволяет получать широкоапертурные (до 100 см^2), многокомпонентные пучки ионов с амплитудой тока до 0,5 А при длительности импульса 400 мкс и ускоряющем напряжении до 60 кВ.

2. Разработан компактный экспериментальный источник сверхзвуковых потоков плазмы для лабораторного моделирования астрофизических процессов, имеющий следующие основные параметры: амплитуда тока разряда до 3,5 кА,

длительность импульса уровня 10 мкс, скорость ионов в потоке плазмы около 3 чисел Маха.

3. Указанное в предыдущих пунктах оборудование было поставлено по контрактам заказчикам – Национальному центру ядерных исследований Республики Польша, г. Отвоцк и Институту прикладной физики Российской академии наук, г. Н.-Новгород, где в настоящее время успешно используется для проведения научных исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертации заключаются в следующем:

1. В результате исследований, направленных на генерацию ионных пучков с высокими зарядовыми состояниями ионов металлов на основе сильноточного вакуумного дугового разряда с длительностями импульса уровня единиц микросекунд, показано, что, для каждой длительности импульса разряда и материала катода, имеется своя оптимальная амплитуда импульса тока дуги, при которой увеличение зарядовых состояний этих ионов наибольшее, определяемая, с одной стороны, сжатием потока плазмы разряда собственным магнитным полем, а, с другой стороны, импульсным нагревом и испарением материала поверхности катода разрядом. Например, для катода из висмута при длительности импульса тока уровня 1 мкс (ширина на полувысоте) значение оптимального разрядного тока составляет $3,3 \pm 0,2$ кА.

2. Экспериментально определено, что генерация высокозарядных ионов материала катода в плазме сильноточной вакуумной дуги короткой длительности импульса происходит в момент его пинчевания под действием собственного магнитного поля при достижении импульсом тока разряда максимального значения, на расстояниях около 10 мм от поверхности катода.

3. При оптимальных условиях функционирования вакуумного дугового разряда значительное увеличение зарядовых состояний ионов в пучке, генерируемом на основе такого разряда, получено для всех исследованных металлов: магния, алюминия, циркония, олова, тантала, золота, висмута, свинца. Так, в случае катода из висмута, максимальное зарядовое состояние этих ионов в пучке достигало $17+$, при средней зарядности ионов $12,6+$.

4. Для сильноточной вакуумной дуги с длительностью импульса в единицы микросекунд создание внешнего аксиального магнитного поля величиной уровня 0,5 Тл в катодной области разряда не приводит к существенному увеличению зарядности ионов материала катода в дуговой плазме, поскольку внешнее магнитное поле стабилизирует поток плазмы и препятствует его сжатию при

пинчевании.

5. Экспериментально показано, что для вакуумной дуги с катодом, выполненным из нескольких металлов, суммарные доли ионов этих металлов в плазме дуги соответствуют их атомарным долям в материале катода. На примере катодов из модельного сплава олова и свинца показано, что напряжение горения дуги для таких катодов определяется, главным образом, энергией связи атомов в материале катода.

6. Для сильноточного вакуумного дугового разряда с многокомпонентным катодом при микросекундной длительности импульса рост тока дуги приводит к существенному увеличению зарядовых состояний ионов всех элементов, входящих в материал катода, при этом достижение максимальных зарядовых состояний ионов каждого элемента определяется его потенциалами ионизации.

7. На основе импульсного вакуумного дугового разряда с катодом, выполненным из гексаборида лантана, получены пучки с высоким содержанием ионов бора, причем суммарная доля ионов бора в пучке соответствует атомной доле этого элемента в материале катода и составляет 86 %.

8. Экспериментально показано, что для вакуумной дуги с катодом, выполненным из циркония, насыщенного дейтерием, доля ионов дейтерия в извлеченном ионном пучке может существенно превышать его атомарную долю в катоде. Так, для катода из циркония с атомарной долей дейтерия 40 %, в случае дуги длительностью импульса тока 250 мкс доля ионов дейтерия в пучке достигала 50 %, а для дуги длительностью в единицы микросекунд – 80 %. Превышение доли ионов дейтерия в пучке над долей атомов дейтерия в материале катода связано с выходом и последующей эффективной ионизацией дейтерия из всего объема разогретого катодным пятном участка катода.

9. На основе проведенных исследований был модернизирован вакуумный дуговой источник ионов Mevva - V.Ru, обеспечивающий генерацию как однокомпонентных, так и многокомпонентных широкоапертурных пучков, который в составе установки для пучковой модификации поверхности поставлен в Национальный центр ядерных исследований (г. Отвоцк, Польша). Для

лабораторного моделирования астрофизических процессов создан и поставлен в Институт прикладной физики РАН (г. Н.-Новгород) источник потоков плазмы со сверхзвуковыми скоростями ионов металлов на основе сильноточного вакуумного дугового разряда короткой длительности.

Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на XXI и XXII Международных симпозиумах по разрядам и электрической изоляции в вакууме – ISDEIV (2014, г. Мумбаи, Индия; 2016, г. Суджоу, Китай); 42-ой и 44-ой Международных конференциях по физике плазмы – ICOPS (2015, г. Анталья, Турция; 2017, г. Атлантик-сити, США); XVI и XVII Международных конференциях по ионным источникам ICIS (2015, г. Нью-Йорк, США; 2017, г. Женева, Швейцария); XII и XIII Международных конференциях по модификации материалов пучками частиц и потоками плазмы – EFRE (2014, 2016, г. Томск); XII и XIII Международных конференциях по газоразрядной плазме и ее применениям – GDP (2015, г. Томск; 2017, г. Новосибирск); XI и XIII Международных научно-практических конференциях «Электронные средства и системы управления» (2015, 2017, г. Томск).

Результаты диссертационной работы опубликованы в 13 статьях в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК: Журнал технической физики [151, 153], Письма в Журнал технической физики [150, 157, 167], Известия высших учебных заведений. Физика [169, 170], Journal of Applied Physics [107], IEEE Transactions on Plasma Science [103, 165] и Review of Scientific Instruments [145, 164], Physics of Plasmas [171]; в 3 статьях в Известия высших учебных заведений. Физика (не публиковались в Russian Physical Journal) [136, 154, 158]; в трудах Международных и Российских симпозиумов и конференций [140, 141, 144, 146, 147, 152, 155, 156, 159, 160, 172, 173].

Перспектива практического развития работ, по результатам проведенных исследований, заключается в возможности создания компактных источников ионов металлов с энергией МэВ-ного диапазона при ускоряющем напряжении уровня 100 кВ, источников ионов дейтерия и бора для широкого круга практических приложений.

В заключении, автор считает приятным долгом поблагодарить своего научного руководителя, ведущего научного сотрудника лаборатории плазменных источников (ЛПИ) ИСЭ СО РАН д.т.н. Г.Ю. Юшкова, заведующего ЛПИ ИСЭ СО РАН и заведующего кафедрой физики ТУСУР д.т.н., проф. Е.М. Окса, старшего научного сотрудника ЛПИ ИСЭ СО РАН, к.т.н. А.Г. Николаева за неоценимую помощь при выполнении настоящей диссертационной работы, а также других сотрудников лаборатории и кафедры за помощь в проведении исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г.А. *Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга*. Москва. Наука. 2000.
2. Осипов В.А., Падалка В.Г., Саблев Л.П., Ступак Р.И. Установка для нанесения покрытий осаждением ионов, извлекаемых из плазмы вакуумной дуги // *Приборы и техника эксперимента*, 1978, № 6, С. 173-175.
3. Brown I.G. Vacuum arc ion sources // *Review of Scientific Instruments*, 1994, V. 65, No. 10, P. 3061-3082.
4. Ryabchikov A.I., Dektjarev S.V., Stepanov I.B. Metal vapor vacuum arc ion source «Raduga» // *Review of Scientific Instruments*, 1994, V. 65, No. 10, P. 3126-3134.
5. Бугаев С.П., Окс Е.М., Щанин П.М., Юшков Г.Ю. Источник ионов на основе контрагированного разряда и вакуумной дуги // Тезисы докладов VII Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям и ионным инжекторам, Харьков, 1989, С. 143-144.
6. Баженов Г.П., Бугаев С.П., Ерохин Г.П., Киселев В.Н., Лигачев Н.Е., Чесноков С.М., Янчук А.В. Источник ионов металлов на основе дугового разряда с холодным катодом // Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике, Томск, 1984, Т. 2, С. 93-95.
7. Д.П. Борисов, А.Д. Коротаев, В.М. Кузнецов, В.Я. Романов, П.А. Терехов Технологические установки для эффективной вакуумно-плазменной обработки изделий на основе источников низкотемпературной плазмы // *Известия ВУЗов Физика*, 2014, Т. 57, № 3/2, С. 62-64.
8. Кесаев И.Г. *Катодные процессы электрической дуги*. Москва. Наука. 1968.
9. *Вакуумные дуги*. Под редакцией Лафферти Дж. Москва. Мир. 1982.
10. Месяц Г.А. *Эктоны*. Екатеринбург. Наука. 1993.
11. Месяц Г.А. Эктон — лавина электронов из металла // *Успехи физических наук*, 1995, Т. 165, № 6, С. 601–626.

12. Баренгольд С.А. Эктонные процессы в вакуумном разряде // Диссертация доктора физико-математических наук, Москва, 2005.
13. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. *Импульсный электрический разряд в вакууме*. Новосибирск. Наука. 1984.
14. Juttner V., Puchkarev V.F., Hantzsche E., Beiliis I. *Cathode Spots*. Handbook of Vacuum Arc Science and Technology, ed. Voxman R.L., Martin P., Sanders D. New Jersey. Noyes Publications. 1995.
15. Баренгольд С.А., Месяц Г.А. Самопроизвольное погасание дуги в эктонной модели // Письма в Журнал технической физики, 2001, Т. 27, № 6, С. 82-85.
16. Цвентух М.М., Баренгольд С.А., Месяц В.Г., Шмелев Д.Л. Обратное движение катодных пятен первого типа в тангенциальном магнитном поле // Письма в Журнал технической физики, 2013, Т. 39, № 21, С. 1-9.
17. Любимов Г.А., Раховский В.И. Катодное пятно вакуумной дуги // Успехи физических наук, 1978, Т. 125, № 4, С. 665–706.
18. Juttner V., Kleberg I. The retrograde motion of arc cathode spots in vacuum // Journal of Physics D: Applied Physics, 2000, V. 33, No. 16, P. 2025–2036.
19. Юшков Г.Ю., Бугаев А.С., Кринберг И.А., Окс Е.М. О механизме ускорения ионов в плазме вакуумного дугового разряда // Доклады Академии наук, 2001, Т. 378, № 1, С. 41-43.
20. Бугаев А.С., Гушенец В.И., Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю. Исследование направленных скоростей ионов в вакуумном дуговом разряде эмиссионными методами // Журнал технической физики, 2000, Т. 70, № 9, С. 37-43.
21. Раховский В.И. *Физические основы коммутации электрического тока в вакууме*. Москва. Наука. 1970.
22. Кимблин К. Ионные токи и электронные явления в вакуумной дуге // Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1971, Т. 59, № 4, С. 121-131.

23. Yushkov G.Yu., Anders A., Oks E.M., Brown I.G. Ion velocities in vacuum arc plasmas // *Journal of Applied Physics*, 2000, V. 88, No. 10, P. 5618-5622.
24. Anders A., Yushkov G.Yu. Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field // *Journal of Applied Physics*, 2002, V. 91, No. 8, P. 4824-4832.
25. V.I. Gushenets, A.G. Nikolaev, E.M. Oks, L.G. Vintzenko, G.Yu. Yushkov, A. Oztarhan, I. Brown Simple and inexpensive time-of flight charge-to-mass analyzer for ion beam source characterization // *Review of Scientific Instruments*, 2006, V. 77, No. 6, 063301(1-3).
26. Davis W.D., Miller H.C. Analysis of the electrode products emitted by dc arcs in a vacuum ambient // *Journal of Applied Physics*, 1969, V. 40, No. 5, P. 2212-2221.
27. Плюто А.А., Рыжков В.Н., Капин А.Т. Высокоскоростные потоки плазмы вакуумных дуг // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 1964, Т. 47, № 8, С. 494-507.
28. Лунев В.М., Падалка В.Г., Хороших В.М. Исследование некоторых характеристик плазмы вакуумной металлической дуги // *Журнал технической физики*, 1977, Т. 47, № 7, С. 1491-1495.
29. Хороших В.М., Аксенов И.И., Коновалов И.И. О структуре плазменных струй, генерируемых катодным пятном вакуумной дуги // *Журнал технической физики*, 1988, Т. 58, № 6, С. 1220-1222.
30. *The physics and technology of ion sources*. Ed. by Brown I.G. New York. John Wiley. 1989.
31. Anders A. Energetics of vacuum arc cathode spots // *Applied Physics Letters*, 2001, V. 78, No. 19, P. 2837-2839.
32. Anders A., Yotsombat B., Binder R. Correlation between cathode properties, burning voltage, and plasma parameters of vacuum arcs // *Journal of Applied Physics*, 2001, V. 89, No. 12, P. 7764-7771.
33. Kutzner J., Miller H. Ion flux from the cathode region of a vacuum arc // *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1989, V. 17, No. 5, P. 688-694.

34. Oks E.M., Anders A., Brown I.G., Dickinson M.R., MacGill R.A. Ion charge state distributions in high current vacuum arc plasmas in a magnetic field // *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1996, V. 24, No. 3, P. 1174-1183.
35. Anders A., Yushkov G., Oks E., Nikolaev A., Brown I. Ion charge state distributions of pulsed vacuum arc plasmas in strong magnetic fields // *Review of Scientific Instruments*, 1998, V. 69, No. 3, P. 1332-1335.
36. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г. О природе цикличности взрывной электронной эмиссии // *Доклады Академии наук СССР*, 1984, Т. 279, № 4, С. 864-866.
37. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г. Об особенностях перехода металл-плазма в начальной стадии взрывоэмиссионного цикла на катоде // *Доклады Академии наук СССР*, 1991, Т. 320, № 2, С. 319-321.
38. Anders S., Anders A., Brown I. Focused injection of vacuum-arc plasmas into curved magnetic filters // *Journal of Applied Physics*, 1994, V. 75, No. 10, P. 4895-4899.
39. Ryabchikov A.I., Ryabchikov I.A., Stepanov I.B. Development of filtered DC metal plasma ion implantation and coating deposition methods based on high-frequency short-pulsed bias voltage application // *Vacuum*, 2005, V. 78, No. 2-4, P. 331-336.
40. Oks E.M., Brown I.G., Dickinson M.R., MacGill R.A., Emig H., Spadtke P., Wolf B.H. Elevated ion charge states vacuum arc plasmas in a magnetic field // *Applied Physics Letters*, 1995, V. 67, No. 2, P. 200-202.
41. Reich H., Spadtke P., Oks E.M. Metal vapor vacuum arc ion source development at GSI // *Review of Scientific Instruments*, 2000, V. 71, No. 2, P. 707-709.
42. Edison T.A. Art of plating one material with another // *Patent U.S.*, 1894, No. 526, 147.
43. Edison T.A. Process of duplicating phonograms // *Patent U.S.*, 1892, No. 484, 582.
44. Priestley J. *The history and present state of electricity*. London. 1775.
45. Volta A. On the electricity excited by the mere contact of conducting substances of different kinds // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 1800, V. 90, P. 403-431.

46. Петров В.В. *Известия о гальвани-вольтовых опытах, которые производил профессор физики Василий Петров посредством огромной наипаче батареи, состоявшей иногда из 4200 медных и цинковых кружков, и находящейся при Санкт-Петербургской Медико-Хирургической Академии.* Санкт-Петербург. Типография Государственной Медицинской коллегии. 1803.

47. Wright A.W. On the production of transparent films by the electrical discharge in exhausted tubes // *American Journal of Science and Arts*, 1877, V. 13, P. 49-55.

48. Anders A. *Cathodic arcs*. Berkeley. Springer. 2008.

49. <https://en.wikipedia.org/wiki/Calutron>.

50. Brown I.G., Gavin J.E., MacGill R.A. High-current ion-source // *Applied Physics Letters*, 1985, V. 47, No. 4, P. 358-360.

51. Alonso J.R., Criswell T.L., Howard J., Singh G.H., Geller D. Operations experience at the Bevalac radiotherapy facility // *Bulletin of the American Physical Society*, 1981, V. 26, No. 2, P. 135.

52. Brown I.G., Feinberg B., Gavin J.E. Multiply stripped ion generation in the metal vapor vacuum-arc // *Journal of Applied Physics*, 1988, V. 63, No. 10, P. 4889-4898.

53. Brown I.G., Galvin J.T., MacGill R.A., West M.W. Multiply charge metal-ion beams // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 1989, V. 43, No. 3, P. 455-458.

54. Brown I.G. The metal vapor vacuum-arc (MEVVA) high-current ion source // *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1985, V. 32, No. 5, P. 1723-1727.

55. Brown I.G., Galvin J.T., Keller R., Spadtke P., Muller R.W., Bolle J. Transport and acceleration of high-current uranium ion-beams // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1986, V. 245, No. 2-3, P. 217-222.

56. Brown I.G., Galvin J.T., MacGill R.A., Wright R.T. Miniature high-current metal-ion source // *Applied Physics Letters*, 1986, V. 49, No. 16, P. 1019-1021.

57. Aksenov A.I., Bugaev S.P., Emelyanov V.A., Erokhin G.P., Pankovets N.G., Tolopa A.M., Chesnokov S.M. Producing large-aperture metal-ion beams // *Instruments and Experimental Techniques*, 1987, V. 30, No. 3, P. 652-655.

58. Arzubov N.I., Isaev G.P., Ryabchikov A.L. High-intensity periodic-pulse ion accelerator based on vacuum-arc // *Instruments and Experimental Techniques*, 1988, V. 31, No. 5, P. 1114-1118.

59. Batalin V.A., Volkov Y.N., Kulevoj T.V., Petrenko S.V. A removable cathode for vacuum-arc metal ion sources // *Доклады Академии наук*, 1992, Т. 322, № 6, С. 191-194.

60. Anders A., Yushkov G. Measurement of secondary electrons emitted from conductive substrates under high-current metal ion bombardment // *Surface and Coatings Technology*, 2001, V. 136, No. 1-3, P. 111-116.

61. Рябчиков А.И., Арzubов Н.М., Дектярев С.В. Источник «Радуга-2» для формирования управляемых по составу многоэлементных потоков ионов // *Приборы и техника эксперимента*, 1991, № 1, С. 171-173.

62. Sasaki J., Brown I.G. Ion spectra of vacuum-arc plasma with compound and alloy cathode // *Journal of Applied Physics*, 1989, V. 66, No. 11, P. 5198-5203.

63. Ryabchikov A.I. Repetitively pulsed vacuum ion and plasma sources and new methods of ion and ion-plasma treatment of materials // *Surface and Coatings Technology*, 1997, V. 96, No. 1, P. 9-15.

64. Рябчиков А.И., Дектярев С.В., Степанов И.Б. Источники «Радуга» и методы импульсно-периодической ионно-лучевой и ионно-плазменной обработки материалов // *Известия ВУЗов Физика*, 1998, № 4, С. 193.

65. Stepanov I.B., Ryabchikov A.I., Kozlov E.V., Sharkeev Y.P., Shulepov I.A., Kurzina I.A., Sivin D.O. High-current vacuum-arc ion and plasma source «Raduga-5» application to intermetallic phase formation // *Review of Scientific Instruments*, 2006, V. 77, No. 3, 03C115.

66. Степанов И.Б. Оборудование и методы импульсно-периодической ионной и плазменной обработки материалов // *Диссертация доктора технических наук*, Томск, 2010.

67. Рябчиков А.И., Сивин Д.О., Степанов И.Б., Ананьин П.С., Дектрырев С.В., Шулепов И.А. Удаление микрочастиц вакуумно-дугового разряда в процессе ионной имплантации и осаждения покрытия за счет применения короткоимпульсного высокочастотного потенциала смещения (оборудование и методы исследования) // Известия ВУЗов Физика, 2011, Т. 54, № 11(2), С. 128-130.

68. Bugaev S.P., Oks E.M., Shchanin P.M., Yushkov G.Yu. Ion source (100 kV) based on the vacuum ac excited by a contracted discharge // Приборы и техника эксперимента, 1990, № 6, С. 125.

69. Bugaev S.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Shchanin P.M., Yushkov G.Yu. The 100-kV gas and metal ion source for high current ion implantation // Review of Scientific Instruments, 1992, V. 63, No. 4, P. 2422.

70. Bugaev S.P., Oks E.M., Shchanin P.M., Yushkov G.Yu. «Titan»-A source of gas and metal ions based on a contracted discharge and vacuum arc // Russian Physical Journal, 1994, V. 37, P. 245.

71. Bugaev S.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Schanin P.M., Yushkov G.Y. The TITAN ion-source // Review of Scientific Instruments, 1994, V. 65, No. 10, P. 3119-3125.

72. Nikolaev A.G., Oks E.M., Shchanin P.M., Yushkov G.Yu. Vacuum arc/metal ion sources with a magnetic field // Review of Scientific Instruments, 1996, V. 67, P. 1213.

73. Bugaev S.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Yushkov G.Y., Schanin P.M., Brown Y. Technological ion sources based on a vacuum arc discharge // Russian Physics Journal, 2001, V. 44, No. 9, P. 921-926.

74. Бугаев А.С., Гушенец В.И., Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю. Исследование ионного пучка источника “Титан” времяпролетным масс-спектрометром // Известия ВУЗов Физика, 2000, № 2, С. 21-28.

75. Nikolaev A.G., Oks E.M., Savkin K.P., Yushkov G.Yu., Brown I.G. Upgraded vacuum arc ion source for metal ion implantation // Review of Scientific Instruments, 2012, V. 83, No. 2, 02A501.

76. Савкин К.П. Модернизация и исследование источника ионов металлов на основе вакуумного дугового разряда // Диссертация кандидата технических наук, Томск, 2005.

77. Brown I.G., Nikolaev A.G., MacGill R.A., Oks E.M., Savkin K.P., Yushkov G.Yu. New version of Mevva vacuum arc ion source // Известия ВУЗов Физика, 2006, № 8, С. 55-58.

78. Yushkov G.Yu., MacGill R.A., Brown I.G. Mevva ion source operated in purely gaseous mode // Review of Scientific Instruments, 2004, V. 75, No. 5, P. 1582-1585.

79. Brown I.G. Vacuum-arc ion sources for particle accelerators and ion-implantation // IEEE Transactions on Plasma Science, 1993, V. 25, No. 5, P. 537-546.

80. Nikolaev A.G., Oks E.M., and Savkin K.P. Lifetime of vacuum arc triggering system based on surface discharge // in proceedings of the VIIth International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flow, Tomsk, 2004, P. 67-69.

81. Anders A. The periodic table of vacuum arc charge state distributions // Preprint Lawrence Berkeley National Laboratory LBL-38672, 1996.

82. Yushkov G.Yu., Anders A. Extractable, elevated ion charge states in the transition regime from vacuum sparks to high current vacuum arcs // Applied Physics Letters, 2008, V. 92, No. 4, 041502.

83. Paoloni F.J., Brown I.G. Some observations of the effect of magnetic field and arc current on the vacuum arc ion charge state distribution // Review of Scientific Instruments, 1995, V. 66, No. 7, P. 3855-3858.

84. Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю. Зарядовое распределение ионов в плазме вакуумного дугового разряда в сильном магнитном поле // Журнал технической физики, 1998, Т. 68, № 5, С. 39-43.

85. Wolf B.H., Emig H., Ruck D., Spadtke P. Investigation of Mevva ion source for metal ion injection into accelerators at GSI // Review of Scientific Instruments, 1994, V. 65, No. 10, P. 3119-3125.

86. Бугаев А.С., Гушенец В.И., Юшков Г.Ю., Окс Е.М., Андерс А., Браун Я.,

Гершкович А., Шпедке П. Генерация многозарядных ионов в плазме вакуумного дугового разряда // Известия ВУЗов Физика, 2001, № 9, С. 15-22.

87. Юшков Г.Ю. Источники широкоапертурных пучков ионов газов и металлов на основе дугового и тлеющего разрядов при пониженном давлении // Диссертация доктора технических наук, Томск, 2002.

88. Bugaev A.S., Oks E.M., Yushkov G.Yu., Anders A., Brown I.G. Enhanced ion charge states in vacuum arc plasmas using a «current spike» method // Review of Scientific Instruments, 2000, V. 71, No. 7, P. 701-703.

89. Yushkov G.Yu., Oks E.M., Anders A., Brown I.G. Effect of multiple current spikes on the enhancement of ion charge states of vacuum arc plasmas // Journal of Applied Physics, 2000, V. 87, No. 12, P. 8345-8350.

90. Yushkov G.Yu., Oks E.M., Anders A., Brown I.G. Increasing the ion charge states in vacuum arc plasmas by arc current spikes // in proceedings of the 19th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Xi'an, 2000, V. 1, P. 264-267.

91. Batalin V.A., Volkov J.N., Kulevoy T.V., Petrenko S.V. Vacuum arc ion source for the ITEP RFQ accelerator // Review of Scientific Instruments, 1994, V. 65, No. 10, P. 3104-3108.

92. Donets E.D. Historical review of electron beam ion sources (invented) // Review of Scientific Instruments, 1998, V. 69, No. 2, P. 614-619.

93. Bugaev A., Gushenets V., Yushkov G., Oks E., Kulevoy T., Hershkovitch A., Johnson B.M. Electron beam enhancement of ion charge state fractions in metal vapor vacuum-arc ion source // Applied Physics Letters, 2001, V. 79, No. 7, P. 919-921.

94. Yushkov G.Yu., Vodopyanov A.G., Nikolaev A.G., Izotov I.V., Savkin K.P., Golubev S.V., Oks E.M. Gyrotron microwave heating of vacuum arc plasma for high state metal ion beam generation // IEEE Transactions on Plasma Science, 2013, V. 41, No. 8/2, P. 2081-2086.

95. Zorin V., Golubev S., Razin S., Sidorov A., Skalyga V., Vodopyanov A. High current density ion beam formation from plasma of electron cyclotron resonance discharge // Review of Scientific Instruments, 2004, V. 75, No. 5, P. 1675-1677.

96. Vodopyanov A.V., Golubev S.V., Mansfeld D.A., Nikolaev A.G., Oks E.M., Razin S.V., Savkin K.P., Yushkov G.Y. Generation of multiply charged refractory metals in an electron-cyclotron resonant discharge in a direct magnetic trap // Technical Physics, 2005, V. 50, No. 9, P. 1207-1211.

97. Vodopyanov A.V., Golubev S.V., Khizhnyak V.I., Mansfeld D.A., Nikolaev A.G., Oks E.M., Savkin K.P., Vizir A.V., Yushkov G.Yu. High current multicharged metal ion source using high power gyrotron heating of vacuum arc plasma // Review of Scientific Instruments, 2008, V. 79, No. 2, 02B304.

98. Nikolaev A.G., Savkin K.P., Oks E.M., Vizir A.V., Yushkov G.Yu., Vodopyanov A.V., Izotov I.V., Mansfeld D.A. Generation of high charge state metal ion beams by electron cyclotron resonance heating of vacuum arc plasma in cusp trap // Review of Scientific Instruments, 2012, V. 83, No. 2, 02A309.

99. Baryshnikov V.I., Paperny V.L. On electron temperature in the cathode plasma of a pulse vacuum discharge // Journal of Physics D: Applied Physics, 1995, V. 28, No. 12, P. 2519-2521.

100. Армамонов М.Ф., Красов В.И., Паперный В.Л. Вакуумный разряд как эффективный источник многозарядных ионов // Письма в Журнал технической физики, 2001, Т. 27, № 23, С. 77-83.

101. Зверев Е.А., Кринберг И.А. Нагрев токового шнура и образование перетяжек в импульсном вакуумном разряде // Письма в Журнал технической физики, 1998, Т. 24, № 18, С. 50-56.

102. Yushkov G.Yu., Anders A. Physical limits for high ion charge states in pulsed discharges in vacuum // Journal of Applied Physics, 2009, V. 105, 043303.

103. Yushkov G.Yu., Anders A., Frolova V.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Vodopyanov A.V. Plasma of vacuum discharges: the pursuit of elevating metal ion charge states, including a recent record of producing Bi^{13+} // IEEE Transactions on Plasma Science, 2015, V. 43, No. 8, P. 2310-2317.

104. Eriksson A.O., Zhirkov I., Dahlgqvist M., Jensen J., Hultman L., Rosen J. Characterization of plasma chemistry and ion energy in cathodic arc plasma from Ti-Si

cathodes of different compositions // *Journal of Applied Physics*, 2013, V. 113, No. 16, 163304.

105. Eriksson A.O., Ghafoor N., Jensen J., Naslund L.A., Johansson M.P., Sjolen J., Oden M., Hultman L., Rosen J. Arc deposition of Ti-Si-C-N thin films from binary and ternary cathodes - Comparing sources of C // *Surface and Coatings Technology*, 2012, V. 213, P. 145-154.

106. Franz R., Polcik P., Anders A. Element- and charge-state-resolved ion energies in the cathodic arc plasma from composite AlCr cathodes in argon, nitrogen and oxygen atmospheres // *Surface and Coatings Technology*, 2015, V. 27, P. 309-321.

107. Nikolaev A.G., Oks E.M., Savkin K.P., Yushkov G.Y., Frolova V.P., Barenholtz S.A. Charge state, angular distribution, and kinetic energy of ions from multicomponent-cathodes in vacuum arc devices // *Journal of Applied Physics*, 2014, V. 116, No. 21, 213303.

108. Parkansky N., Beilis I., Rapoport L., Boxman R.L., Goldsmith S., Rosenberg Y. Electrode erosion and coating properties in pulsed air arc deposition of WC-based hard alloys // *Surface and Coatings Technology*, 1998, V. 105, P. 130-134.

109. Aksyonov D.S., Aksenov I.I., Luchaninov A.A. Composition adjustment of vacuum-arc Ti-Al-N films, deposited with use of two-channel filter // *Problems of Atomic Science and Technology*, 2011, No. 4, P. 140-144.

110. Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Сафаров А.Ф., Бугаев С.П., Николаев А.Г., Юшков Г.Ю. Влияние температуры на закономерности структурно-фазовой модификации поверхности молибдена при имплантации ионов циркония и азота // *Физика металлов и металловедение*, 1997, Т. 83, № 2, С. 109-115.

111. Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Бехерт А.Э., Савченко А.О., Колобов Ю.Р., Щанин П.М., Юшков Г.Ю. Структурнофазовые превращения в молибдене при совместной имплантации металлических и газовых ионов. Особенности фазовых превращений // *Физика металлов и металловедение*, 1992, № 9, С. 123-127.

112. Spadtke P., Emig H., Wolf B.H., Oks E.M. Influence of gas added to the

Mevva discharge on the extracted ion beam // Review of Scientific Instruments, 1994, V. 65, No. 10, P. 3113-3118.

113. Oks E.M., Wolf B.H., Spadtke P., Emig H. Influence on the extracted ion beam of gas added to the Mevva source // in proceedings of the Beijing Workshop on Mevva Ion Sources and Application, Beijing, 1993, P. 24-38.

114. Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю. Влияние остаточного газа на зарядовое распределение ионов в плазме вакуумного дугового разряда // Журнал технической физики, 1998, Т. 68, № 9, С. 24-28.

115. Бугаев С.П., Николаев А.Г., Окс Е.М., Щанин П.М., Юшков Г.Ю. Способ генерации в ионном источнике двухкомпонентного потока ионов газа и металла // Патент РФ, 1993, № 2001463.

116. Окс Е.М., Юшков Г.Ю. Генерация газо-металлических ионных пучков в источнике на основе контрагированного разряда и вакуумной дуги // под ред. Цанина П.М. в кн. *Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером*. Екатеринбург. Наука. 1993.

117. Sasaki J., Brown I.G. Ion spectra of the metal vapor vacuum arc ion source with compound and alloy cathodes // Review of Scientific Instruments, 1990, V. 61, P. 586.

118. Кирьянов Г.И. *Генераторы быстрых нейтронов*. Москва. Энергоатомиздат. 1990.

119. Плешакова Р.П. Вакуумная нейтронная трубка // Патент РФ, 2003, № 2316835.

120. Гулько В.М., Ключников А.А., Коломиец М.Ф., Михайлов Л.В., Шиканов А.Е. *Ионно-вакуумные приборы для генерации нейтронов в электронной технике*. Киев. Техника. 1988.

121. <http://www.vniia.ru/ng/index.html>

122. Итенбер С.С., Дахкильгов Т.Д. *Геофизические исследования в скважинах*. Москва. Недра. 1982.

123. Кузнецов Р.А. *Активационный анализ*. Москва. 1974.

124. Кушленников Э.Л., Довбня А.Н., Телегин Ю.Н., Цымбал В.А., Кандыбей С.С. *Пучки нейтронов для терапии*. Харьков, ННЦ ХФТИ, 2011.
125. Битулев А.А., Румянцев Г.С., Чуринов С.В., Щитов Н.Н. Проблемы повышения стабильности работы нейтронных генераторов на вакуумных нейтронных трубках // *Успехи прикладной физики*, 2014, Т. 2, № 3, С. 303.
126. Jain S.C., Schoenmaker W., Lindsay R., Stolk P.A., Decoutere S., Willander M., Maes H.E. Transient enhanced diffusion of boron in Si // *Journal of Applied Physics*, 2002, V. 91, No. 11, P. 8919-8941.
127. Зи С. *Физика полупроводниковых приборов*. Москва. Мир. 1984.
128. Rao M.V., Gardner J.A., Chi P.H., Holland O.W., Kelner G., Kretchmer J., Ghezzi M. Phosphorus and boron implantation in 6H-SiC // *Journal of Applied Physics*, 1997, V. 81, No. 10, P. 6635-6641.
129. Mitterer C. Borides in thin film technology // *Journal of Solid State Chemistry*, 1997, V. 133, No. 1, P. 279-291.
130. <http://metal-archive.ru>.
131. Williams J.M., Klepper C.C., Hazelton R.C. Ion implantation of boron into silicon by use of the boron cathodic-arc plasma generator: First results // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2005, V. 237, No. 1-2, P. 278-283.
132. Williams J.M., Klepper C.C., Chivers D.J., Hazelton R.C., Freeman J.H. Operation and applications of the boron cathodic arc ion source // in proceedings of the 17th International Conference on Ion Implantation Technology, Monterey, 2008, V. 1066, P. 469-472.
133. Monteiro O.R., Delplancke-Ogletree M.P., Klepper C.C. Boron carbide coatings prepared by cathodic arc deposition // *Journal of Materials Science*, 2003, V. 38, No. 14, P. 3117-3120.
134. Brown I.G., Galvin J.E., MacGill R.A., Wright R.T. Improved time-of-flight ion charge state diagnostic // *Review of Scientific Instruments*, 1987, V. 58, No. 9, P. 1589-1592.

135. Мюллер А., Шевелько В.П. Зависимость сечений перезарядки от заряда налетающего иона // Журнал технической физики, 1980, Т. 50, № 5, С. 985-992.
136. Yushkov G.Yu., Bugaev A.S., Frolova V.P., Gushenets V.I., Nikolaev A.G., Oks E.M., Savkin K.P., Shandrikov M.V., Vizir A.V., Vodopyanov A.V. Generation of high charge state metal ion beams by vacuum arc ion sources for surface modification // Известия ВУЗов Физика, 2014, Т. 57, № 11/3, С. 34-37.
137. Туровский Я. Техническая электродинамика. Москва. Энергия. 1974.
138. Anders A., Yushkov G.Yu. Angularly resolved measurements of ion energy of vacuum arc plasmas // Applied Physics Letters, 2002, V. 80, No. 14, P. 2457-2459.
139. Nikolaev A.G., Yushkov G.Yu., Savkin K.P., Oks E.M. Angular distribution of ions in a vacuum arc plasma with single-element and composite cathodes // IEEE Transactions on Plasma Science, 2013, V. 41, No. 8, P. 1923-1928.
140. Frolova V.P., Nikolaev A.G., Savkin K.P., Yushkov G.Yu., Oks E.M. Generation of high charge states metal ion beams by vacuum arc ion sources for surface modification // Proceed. 4rd International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, Tomsk, Russia, 2014, P. 225.
141. Oks E.M., Frolova V.P., Yushkov G.Y., Nikolaev A.G., Savkin K.P. High charge states metal ion beam based on vacuum spark discharge // ICOPS 2015 Abstract Book. The 42nd IEEE International Conference on Plasma Science, Belek, Antalya, Turkey, 2015, P. 3P-53.
142. Thomas A., Carlson C.W., Nestor J.R., Wassrman N., McDowell J.D. Calculated ionization potentials for multiply charged ions // Atomic data, 1970, V. 2, P. 63-99.
143. Krinberg I.A., and Paperny V.L. Pinch effect in vacuum arc plasma sources under moderate discharge currents // Journal of Physics D: Applied Physics, 2000, V. 35, P. 549-562.
144. Фролова В.П. Генерация высокозарядных ионов висмута в вакуумно-искровом ионном источнике // Материалы докладов XI Международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления» ТУСУР, Томск, Россия, 2015, С. 230-233.

145. Yushkov G.Yu., Nikolaev A.G., Oks E.M., Frolova V.P. A vacuum spark ion source: High charge state metal ion beams // Review of Scientific Instruments, 2016, V. 87, No. 2, 02A905 (1-3).

146. Frolova V.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Yushkov G.Yu. Generation of heavy metal ions with charge states 17+ in pulsed vacuum arc // Proceedings XXVII International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Suzhou, China, 2016, P. 750-753.

147. Oks E., Frolova V., Nikolaev A., Yushkov G. High charge states heavy metal ion source based on vacuum spark // Proceed. 16th International Conference on Ion Sources, New York, USA, 2015, P. TueM03.

148. Русских А.Г. Процесс формирования токового слоя в аргоновом лайнере и его влияние на динамику имплозии // Диссертация кандидата физико-математических наук, Томск, 1998.

149. Озур Г.Е. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на основе пушек с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом // Диссертация доктора технических наук, Томск, 2009.

150. Юшков Г.Ю., Николаев А.Г., Фролова В.П., Окс Е.М., Румянцев Г.С., Баренгольц С.А. Масс-зарядовый состав плазмы вакуумной дуги с катодом из циркония, насыщенного дейтерием // Письма в журнал технической физики, 2014, Т. 40, № 23, С. 74-81.

151. Баренгольц С.А., Карнаухов Д.Ю., Николаев А.Г., Савкин К.П., Окс Е.М., Уйманов И.В., Фролова В.П., Шмелев Д.Л., Юшков Г.Ю. Генерирование ионов изотопов водорода в вакуумном дуговом разряде с композиционным катодом из дейтерида циркония // Журнал технической физики, 2015, Т. 85, № 7, С. 45-54.

152. Barenholtz S.A., Karnaukhov D.Y., Nikolaev A.G., Savkin K.P., Oks E.M., Uimanov I.V., Frolova V.P., Shmelev D.L., Yushkov G.Y. Parameters of vacuum arc plasma with deuterium and hydrogen saturated zirconium cathode // ICOPS 2015 Abstract Book. The 42nd IEEE International Conference on Plasma Science, Belek, Antalya, Turkey, 2015, P. 3P-44.

153. Николаев А.Г., Окс Е.М., Фролова В.П., Юшков Г.Ю., Шмелев Д.Л., Уйманов И.В., Баренгольц С.А. Влияние параметров разряда на генерацию ионов дейтерия в плазме сильноточной импульсной вакуумной дуги с композиционным катодом из дейтерида циркония // Журнал технической физики, 2017, Т. 87, № 5, С. 681-687.

154. Николаев А.Г., Окс Е.М., Фролова В.П., Юшков Г.Ю. Зарядовые состояния ионов плазмы вакуумного дугового разряда с композиционными катодами из сплава олова и свинца // Известия ВУЗов Физика, 2015, Т. 58, № 9/2, С. 218-222.

155. Frolova V.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Yushkov G.Yu. Ion charge state distribution in vacuum arc plasmas for composite Sn-Pb cathodes // Proceedings XXVII International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Suzhou, China, 2016, P. 306-308.

156. Frolova V.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Yushkov G.Yu. Ion charge state distribution for plasma of vacuum arc with composite cathode of alloy of lead and tin // Proceed. 12th International Conference "Gas Discharge Plasmas and Their Applications", Tomsk, Russia, 2015, P. 70.

157. Николаев А.Г., Окс Е.М., Фролова В.П., Юшков Г.Ю. Генерация плазмы бора в вакуумной дуге с катодом из гексаборида лантана // Письма в журнал технической физики, 2015, Т. 41, № 18, С. 30-37.

158. Фролова В.П., Николаев А.Г., Окс Е.М., Савкин К.П., Шандриков М.В., Визирь А.В., Юшков Г.Ю. Генерация бросодержащей плазмы в короткоимпульсной вакуумной дуге с катодом из гексаборида лантана // Известия ВУЗов Физика. 2016, Т. 59, № 9/2, С. 267-270.

159. Frolova V.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Savkin K.P., Shandrikov M.V., Vizir A.V., Yushkov G.Yu. Generation the boron plasma by short-pulse high-current vacuum arc with lanthanum hexaboride cathode // Proceed. 5rd International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, Tomsk, Russia, 2016, P. 188.

160. Yushkov G.Yu., Frolova V.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Savkin K.P.,

Shandrikov M.V., Vizir A.V. Boron-Rich Plasma of High Current Pulsed Vacuum Arc with Lanthanum Hexaboride Cathode // Proceedings XXVII International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Suzhou, China, 2016, P. 774-777.

161. Манко Г. *Пайка и пайкой*. Москва. Машиностроение. 1968.

162. Karakaya I., Thompson W.T. The Pb–Sn system // Journal of Phase Equilibria, 1994, V. 9, No. 2, P. 144–152.

163. K.T. Rie Recent advances in plasma diffusion processes // Surface and coatings technology 1999, V. 112, No 1-3, P. 56-62.

164. Nikolaev A.G., Oks E.M., Vizir A.V., Yushkov G.Yu., Frolova V.P. Boron ion beam generation utilizing lanthanum hexaboride cathodes: Comparison of vacuum arc and planar magnetron glow // Review of Scientific Instruments, 2016, V. 87, No. 2, 02A902 (1-3).

165. Frolova V.P., Gushenets V.I., Nikolaev A.G., Oks E.M., Savkin K.P., Yushkov G.Yu. Generation of boron-rich plasma by a pulsed vacuum arc with lanthanum hexaboride cathode // IEEE transactions on plasma science, 2017, V. 45, No 8 SI, P. 2070-2074.

166. Громов В.В. *Разделение и использование стабильных изотопов бора*. Москва, ВИНТИ, 1990.

167. Викторов М.Е., Водопьянов А.В., Голубев С.В., Мансфельд Д.А., Николаев А.Г., Фролова В.П., Юшков Г.Ю. Экспериментальный стенд для исследования взаимодействия плотных сверхзвуковых потоков плазмы с магнитным полем арочной конфигурации // Письма в журнал технической физики, 2015, Т. 41, № 18, С. 74-81.

168. Viktorov M.E., Mansfeld D.A., Vodopyanov A.V., Kiruhin N.D., Golubev S.V., Yushkov G.Yu. Observation of plasma microwave emission during the injection of supersonic plasma flows into magnetic arch // Plasma physics and controlled fusion, 2017, V. 59, No. 7, 075001.

169. Бугаев А.С., Визирь А.В., Гушенец В.И., Николаев А.Г., Окс Е.М., Савкин К.П., Фролова В.П., Юшков Г.Ю. Генерация многозарядных ионов

металлов в плазме вакуумного дугового разряда // Известия вузов Физика, 2017, Т. 60, № 8, С.115-122.

170. Николаев А.Г., Окс Е.М., Фролова В.П., Юшков Г.Ю. Угловые распределения плазменных потоков в вакуумной дуге с боросодержащими катодами // Известия вузов Физика, 2017, Т. 60, № 9, С.62-65.

171. Yushkov G.Yu, Nikolaev A.G., Frolova V.P., Oks E.M., Rousskikh A.G., Zhigalin A.S. Multiply charged metal ions in high current pulsed vacuum arcs // Physics of Plasmas, 2017, V. 24, No. 12, P. 123501 (1-8).

172. Фролова В.П., Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю. Генерация пучков ионов дейтерия на основе плазмы импульсного вакуумного дугового разряда с катодом из дейтерида циркония // Тезисы докладов XIII Международной конференции «Газоразрядная плазма и её применение», Новосибирск, Россия, 2017, С. 142.

173. Фролова В.П., Николаев А.Г., Юшков Г.Ю. Генерация пучков многозарядных ионов висмута на основе импульсной сильноточной вакуумной дуги // Материалы конференции XIII Международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления», Томск, Россия, 2017, Ч. 1, С. 237-239.