

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 537.525.5

Усманов Равиль Анатольевич

**Испарение и ионизация веществ, моделирующих  
отработавшее ядерное топливо, в вакуумном  
дуговом разряде с подогреваемым катодом**

01.04.08 – Физика плазмы

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к. ф.-м. н., доцент

Гавриков Андрей Владимирович

Москва – 2018

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Источник плазмы конденсированного вещества для технологии плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива</b> . . . . .	10
1.1. Плазменная сепарация ОЯТ . . . . .	10
1.2. Источники плазмы конденсированных веществ . . . . .	12
1.3. Вакуумно-дуговые источники . . . . .	14
1.4. О физике процессов на горячих катодах в стационарных вакуумных дуговых разрядах . . . . .	21
1.5. Выбор веществ, моделирующих испарение и ионизацию ОЯТ . . . . .	23
1.6. Выводы к первой главе . . . . .	26
<b>Глава 2. Диффузная вакуумная дуга на термоэмиссионном катоде из гадолиния</b> . . . . .	27
2.1. Экспериментальный стенд и используемая диагностика . . . . .	27
2.2. Основные параметры разряда . . . . .	36
2.3. Анализ теплового режима работы катода . . . . .	38
2.4. Результаты измерений параметров плазмы . . . . .	42
2.5. Оценка параметров плазмы в пространстве за анодом . . . . .	49
2.6. Выводы ко второй главе . . . . .	52
<b>Глава 3. Диффузная вакуумная дуга на нетермоэмиссионном катоде из свинца</b> . . . . .	54
3.1. Зажигание дуги. Основные характеристики разряда . . . . .	54
3.2. Скорость испарения катода . . . . .	59
3.3. Тепловой поток на катод . . . . .	63
3.4. Зондовые и спектральные измерения плазмы свинца . . . . .	65

3.5.	Механизм замыкания тока и баланс энергии на свинцовом катоде	67
3.6.	Слаботочный разряд в сверхзвуковом потоке паров свинца . . . . .	69
3.7.	Выводы к третьей главе . . . . .	73
<b>Глава 4.</b>	<b>Диффузная вакуумная дуга на катоде из <math>\text{CeO}_2</math></b> . . . . .	<b>75</b>
4.1.	Подготовка оксидного катода к работе . . . . .	75
4.2.	Основные параметры разряда, управляемость напряжением дуги	77
4.3.	Параметры образующейся плазмы . . . . .	80
4.4.	Особенности работы разряда на оксидном катоде . . . . .	84
4.5.	Перспективы использования разряда на других оксидных и сме- севых катодах . . . . .	87
4.6.	Выводы к четвертой главе . . . . .	88
<b>Заключение</b>	. . . . .	<b>91</b>
<b>Список литературы</b>	. . . . .	<b>93</b>

# Введение

Диссертация посвящена экспериментальному исследованию процессов испарения и ионизации веществ, моделирующих отработавшее ядерное топливо (ОЯТ), в вакуумном дуговом разряде с подогреваемым катодом.

## **Актуальность темы исследования**

Газовый разряд знаком исследователям уже более двух веков, и с тех пор было предложено значительное количество всевозможных источников плазмы на его основе, однако физика протекающих в нем разрядных процессов описана далеко не полностью, и существуют разделы, изученные явно недостаточно. К таким направлениям относится вакуумный дуговой разряд с подогреваемым катодом, изучению которого посвящена данная работа. Следует отметить, что интерес к такого рода дугам связан не только с чисто физическими вопросами о свойствах возникающей плазмы и процессами эрозии материала катода, но и с вопросами о механизмах замыкания тока на катодах с высокой и низкой термоэмиссионной способностью, с горением разряда на керамическом рабочем веществе и т.д.. Другим фактором, делающим представленные исследования крайне актуальными, является разработка плазменных технологий нового поколения для переработки ОЯТ, что в свою очередь необходимо для развития атомной энергетики и, прежде всего, для замыкания ядерного топливного цикла и сокращения захораниваемых отходов. Среди задач, которые должны быть решены в ходе создания метода плазменной переработки, существует проблема перевода конденсированного вещества отработавшего топлива в плазменное состояние. Источник плазмы для этой цели должен отвечать целому ряду достаточно противоречивых требований: плазма ОЯТ должна быть представлена преимущественно ионами одинаковой кратности, ее степень ионизации должна быть близка к 100%, а производительность плазменного источника — находиться на уровне 100 г/ч. Одним из перспективных методов испарения и ионизации для поставленной задачи является диффузная вакуумная дуга с подогреваемым катодом.

мым катодом. Основными преимуществами данного типа вакуумного разряда как источника являются высокая степень ионизации образующейся плазмы и отсутствие в ее потоке микрокапельной фракции эродирующего катода, что вызвано сочетанием стационарности разряда и достаточно низкой плотности тока на катоде ( $j = 10 - 100 \text{ А/см}^2$ ). Наличие внешнего подогревателя катода позволяет управлять свойствами образующегося плазменного потока. Для апробации данного источника в целях плазменной технологии переработки необходимо на начальном этапе произвести исследование процессов испарения и ионизации неактивных модельных веществ. В качестве таких катодных материалов, с перспективой дальнейшей работы разряда на ОЯТ, были выбраны гадолиний, свинец и диоксид церия. Ожидаемые в работе результаты могут оказаться полезными как с точки зрения разработки физических основ перевода конденсированного вещества в плазменное состояние, так и для задач создания производительных источников плазмы, в том числе для технологий напыления и производства композитных материалов.

### **Цели и задачи диссертационной работы**

Основными целями работы являлись: получение новых экспериментальных данных о диффузном вакуумном дуговом разряде (режимы работы катода и параметры плазмы) на термоэмиссионном (Gd), нетермоэмиссионном (Pb) и керамическом ( $\text{CeO}_2$ ) катодах, а также определение возможности использования данного разряда в качестве источника плазмы для технологии плазменной сепарации ОЯТ, то есть получения в нем высокоионизованной плазмы, представленной однозарядными ионами задействованных компонентов.

Для достижения сформулированных целей были поставлены следующие задачи:

- Создать комплекс зондовой и спектральной диагностики плазмы диффузной вакуумной дуги, включающий одиночный зонд Ленгмюра, конденсационный зонд и многосеточный зонд — энергоанализатор ионов, а также

схему оптических измерений излучения плазмы разряда.

- В диффузной вакуумной дуге на катоде из гадолиния, с использованием созданного диагностического комплекса, исследовать параметры образующейся плазмы (температуру и концентрацию электронов, зарядовый состав, средний заряд и энергию ионов) в зависимости от напряжения горения разряда.
- Экспериментально реализовать диффузный вакуумный дуговой разряд на жидком катоде из нетермоэмиссионного Рb, исследовать параметры разряда и образующейся в нем плазмы, а также оценить степень управляемости этими параметрами путем варьирования тока дуги и температуры катода.
- Экспериментально реализовать диффузный вакуумный дуговой разряд на керамическом катоде из  $\text{CeO}_2$ , исследовать параметры разряда и образующейся в нем плазмы. Выяснить особенности работы дуги на оксидном рабочем веществе.
- По результатам исследования диффузных дуговых разрядов на катодах из различных материалов сделать вывод о применимости данного источника для целей плазменной переработки ОЯТ.

### **Научная новизна**

В рамках диссертационной работы проведено подробное исследование режимов работы диффузной вакуумной дуги на горячем расходуемом гадолиниевом катоде и получены **новые** экспериментальные данные о параметрах возникающей плазмы, в том числе зарядовый состав, степень ионизации и энергетический спектр ионов в зависимости от температуры катода и тока дуги.

Был **впервые** реализован диффузный вакуумный дуговой разряд на жидком катоде из нетермоэмиссионного свинца, который характеризуется дефицитом термоэмиссионного тока. Определены основные характеристики разряда

(вольт-амперная характеристика, степень управляемости напряжением путем варьирования температуры катода, величина поступающего из плазмы на катод теплового потока). Измерены температура электронов и средний заряд тяжелых частиц плазмы.

Получены **новые** экспериментальные данные о режимах испарения нетермоэмиссионного катода (Pb) диффузного вакуумного дугового разряда. Установлено двукратное сокращение его скорости испарения в условиях дуги в сравнении с термическим, что свидетельствует об ионном переносе заряда на данном типе рабочего вещества.

**Впервые** получен и исследован диффузный вакуумный дуговой разряд на непроводящем при комнатной температуре керамическом катоде из диоксида церия. Определены температура катода и геометрия разрядного промежутка, в которых реализуется разряд. Оценена управляемость напряжением разряда посредством изменения тока дуги и температуры катода. Получены данные о величине теплового потока, поступающего из плазмы на катод, о температуре электронов плазмы, энергии и среднем заряде ионной компоненты.

### **Теоретическая и практическая значимость**

Экспериментальные результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы для развития физических моделей, описывающих процессы в катодном промежутке диффузных вакуумных дуг на рабочих материалах с высоким атом-электронным отношением. Кроме этого они позволят расширить существующие представления о переводе конденсированного, в том числе оксидного, вещества в плазменное состояние и могут быть применимы для создания источника плазмы на основе вакуумной дуги с диффузной катодной привязкой в целях развития технологии плазменной сепарации ОЯТ, а также технологий напыления.

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

- Новые экспериментальные данные о параметрах плазмы диффузной ваку-

умной дуги на катоде из гадолиния, режимы, в которых плазма вакуумного дугового разряда состоит преимущественно (до 100%) из однократных ионов материала катода.

- Результаты экспериментального исследования параметров впервые реализованного диффузного вакуумного дугового разряда на нетермоэмиссионном свинцовом катоде.
- Результаты изучения режимов испарения свинцового катода диффузного дугового разряда и демонстрация сокращения скорости его эрозии в сравнении с термическим испарением.
- Результаты экспериментального исследования свойств впервые реализованной диффузной вакуумной дуги на керамическом катоде из диоксида церия.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: 56 – 60 научные конференции МФТИ (Долгопрудный, 2013 – 2017), XXIX–XXXII Международные конференции «Equations of State for Matter» и «Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter» (Эльбрус, 2014 – 2017), отраслевая научная конференция «АТОМТЕХ-2014.Электрофизика», (Москва, 2014), XLII Международная конференция по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2015), IEEE International Conference of Plasma Science (Belek, Turkey, 2015), 13th International Conference Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows (Томск, 2016), Всероссийская конференция «Физика низкотемпературной плазмы» (Казань, 2017).

Результаты по отдельным главам были представлены на конкурсах научных работ ОИВТ РАН, посвященных 100-летию чл.-корр. РАН Бибермана Л.М. и памяти академика Шейндлина А.Е., где удостоены третьей и второй премии соответственно в номинации «Работы аспирантов и молодых ученых без степе-

ни в возрасте до 28 лет».

### **Публикации**

Материалы диссертации опубликованы в 32 печатных работах, из них 10 [1–10] статей в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК, и 22 работы в сборниках трудов конференций и тезисов докладов.

### **Личный вклад автора**

Основные положения, выносимые на защиту, и содержание диссертации отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка полученных результатов к публикациям проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены автором лично.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, 4-х глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 102 страницы, из них 92 страницы текста, включая 37 рисунков и 2 таблицы. Библиография включает 87 наименований.

### **Благодарности**

Автор искренне признателен научному руководителю Гаврикову А.В. за постановку задачи, внимание к работе и мотивацию личным примером. Кроме этого автор выражает особую благодарность Полищуку В.П. за научные консультации, помощь в проведении экспериментов и интерпретации данных, а также Ярцеву И.М., Лизякину Г.Д., Антонову Н.Н., Вороне Н.А. и Самойлову И.С. за активное участие в исследовании дугового разряда и полезные обсуждения, и Киселеву В.И. за помощь в подготовке экспериментов.

## **Источник плазмы конденсированного вещества для технологии плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива**

В данной главе кратко описана суть метода плазменной сепарации ОЯТ и приведены требования к источнику плазмы для его реализации. Также рассмотрены различные варианты способов перевода конденсированного вещества ОЯТ в состояние плазмы, и на основе анализа литературы выделен один из наиболее перспективных — вакуумный дуговой разряд на горячем катоде. Представлен краткий обзор литературных источников, в которых исследуется выбранный тип разряда на катодах из различных материалов, приведены основные параметры дуг и возникающей плазмы. Кроме этого выбраны основные материалы, способные смоделировать в данном разряде процессы испарения и ионизации ОЯТ.

### **1.1. Плазменная сепарация ОЯТ**

Одним из многообещающих путей решения ряда вопросов по созданию замкнутого ядерного топливного цикла и более эффективного использования ядерных ресурсов [11; 12] является разработка технологии плазменной переработки ОЯТ [13]. Извлекаемые из них изотопы урана и плутония могут быть использованы в качестве топлива для реакторов на быстрых нейтронах типа БН, компонентов смешанного уран-плутониевого оксидного топлива или МОКС-топлива [14] (МОХ с англ. Mixed-Oxide fuel) для легководных реакторов на тепловых нейтронах или смешанного уран-плутониевого нитридного топлива для разрабатываемых реакторов типа БРЕСТ [15].

Традиционные радиохимические методы позволяют осуществить перера-

ботку ОЯТ, однако они включают технологические процессы с участием жидких реагентов, что ведет к значительному увеличению количества радиоактивных отходов, требующих дополнительных затрат на хранение. Кроме того, суммарная мощность существующих радиохимических заводов не достаточна для того, чтобы справиться с накопившимся количеством ОЯТ [12]. Отдельным вопросом является транспортировка ОЯТ от атомной электростанции до завода переработки, ведущая к дополнительным финансовым издержкам и возрастанию экологических рисков.

В последнее время в литературе широко обсуждается метод переработки ОЯТ с использованием плазменных технологий — так называемая плазменная сепарация [13; 16—18]. В ее основе лежит идея пространственного разделения ионов по параметру отношения заряда к массе в особой конфигурации электрических и магнитных полей [19; 20]. Этот процесс осуществляется в атмосфере буферной плазмы, что позволяет компенсировать объемный заряд, снять ограничение на ток и увеличить производительность. Создание технологии плазменной сепарации ОЯТ подразумевает решение трех основных задач: испарение и ионизацию конденсированного вещества ОЯТ, разделение потоков тяжелых и легких ионов и сбор отсепарированного вещества.

Следует отметить, что потенциально технология плазменной сепарации, особенно в сочетании с разрабатываемыми химическими технологиями [21; 22], позволяет организовать как пристанционную так и централизованную переработку ОЯТ, существенно сократить затраты на транспортировку, снизить экологические риски, при этом она не позволяет разделять уран и плутоний, что крайне важно для технологий гражданского назначения и обеспечения нераспространения ядерного оружия [23].

При поддержке Госкорпорации «Росатом» в России были начаты работы по созданию экспериментальной модели плазменного сепаратора, в ходе которых была теоретически показана возможность осуществления процесса пространственного разделения потоков тяжелых и легких ионов при определенной

геометрии электрических и магнитных полей в плазме [19]. Необходимая высокая эффективность процесса сепарации накладывает на источник плазмы ряд требований, которые могут быть сформулированы следующим образом:

- источник должен обеспечивать генерацию плазмы со степенью ионизации близкой к 100%,
- плазма ОЯТ должна быть представлена преимущественно одинаково заряженными ионами,
- скорость испарения и ионизации вещества в источнике должна быть сравнима с производительностью реактора атомной станции — в реакторе на быстрых нейтронах мощностью 1 ГВт образуется около 10 т ОЯТ в год или 0.5 г/с [12].

Так как производительность источника плазмы определяет эффективность метода плазменной сепарации в целом, то выбор способа испарения и ионизации ОЯТ или его модельного аналога является крайне важной задачей.

## 1.2. Источники плазмы конденсированных веществ

Сегодня существует множество методов генерации плазмы, включая разряды, инициируемые при помощи постоянных или переменных электрических полей, а также создание плазмы пучками электронов или лазерным излучением [24]. Все эти способы, так или иначе, возникают при обработке поверхностей, создания нанопорошков, в процессах плазменного травления и напыления, в источниках ионов. Однако, только часть из них может быть напрямую использована для перевода конденсированного вещества в плазму. Для этой задачи могут применяться катодное распыление в магнетронном разряде [25; 26], лазерный нагрев твердой мишени [27], разряды постоянного тока в парах [28] (в том числе и одного из электродов [29—31]), а также ионизация пара в ВЧ разряде [32] и при помощи электронного пучка [33; 34]. Но не все из этих методов

способны удовлетворить достаточно противоречивым требованиям технологии плазменной сепарации.

Например, при магнетронном распылении (преобразование твердого вещества мишени в плазменное состояние производится минуя процесс плавления) скорость напыления вещества мишени на подложку невелика, а значит невелика и общая производительность распыления. Для подложки характерной площади  $100 \text{ см}^2$  производительность метода по урану составляет  $2 \times 10^{-4} \text{ г/с}$  или  $1 \text{ нм/с}$  при мощности системы до  $1 \text{ кВт}$  [25]. Энергия выбиваемых из мишени атомов для различных элементов находится в районе  $10\text{--}100 \text{ эВ}$  [26] и может вызывать появление высокоионизованных ионов в разряде.

Метод лазерного испарения и дальнейший оптический пробой пара с возникновением приповерхностной лазерной плазмы имеет ряд ограничений, связанных с длительным вводом излучения в область воздействия из-за поглощения излучения плазмой [27]. Типичные параметры электронной компоненты плазмы при этом таковы: электронная плотность до  $10^{15} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , температура  $0.3 - 10 \text{ эВ}$ . Таким образом, из-за малой энергии электронов многозарядные ионы образовываться не должны, например, в спектре излучения лазерной плазмы при испарении алюминиевых и нержавеющей сплавов они не наблюдаются [35]. Однако, остается открытым вопрос о контроле степени ионизации образующейся плазмы. С другой стороны, лазерный нагрев мишени может успешно использоваться для генерации паров конденсированного вещества [36], а ионизацию возможно производить другим методом.

Ионизация паров пучком электронов может осуществляться в пучково-плазменном разряде [33; 34]. Для такой плазмы характерны следующие параметры: концентрация  $n_e$  порядка  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , а температура электронов составляет единицы электронвольт. Кроме того, управление внешними параметрами источника электронов позволяют варьировать энергии ионного потока [34]. Однако степень ионизации в таких системах не превышает  $1\%$ .

Все же одними из наиболее перспективных с точки зрения производитель-

ности испарения и степени ионизации образующейся плазмы являются источниками на основе дуговых разрядов [29; 30], характеризующиеся большими рабочими токами и соответственно мощностями, выделяющимися в разрядном промежутке. Вследствие того, что метод плазменной сепарации подразумевает разделение ионных потоков, траектории которых не должны быть существенно искажены за счет столкновений с молекулами буферной плазмы, то в качестве источников плазмы ОЯТ должны быть рассмотрены дуговые разряды пониженного давления, горящие в парах одного из эродирующих электродов.

### 1.3. Вакуумно-дуговые источники

Вакуумная дуга — это сильноточный (более 10 А), низковольтный электрический разряд (типичное напряжение порядка потенциала ионизации плазмообразующей среды), плазмообразующая среда для которого генерируется испаряющимся электродом [37]. Термин «вакуумная» означает отсутствие значимого давления газа (обычно менее  $10^{-4}$  Торр) в разрядном промежутке в отсутствие разряда [38]. В зависимости от условий в качестве источника пара для замыкания тока дуги может выступать как анод, так и катод разряда. Привязка тока дуги может быть как распределенной по поверхности электрода, так и в виде одного подвижного пятна или нескольких пятен [39]. Плазма вакуумной дуги обычно имеет степень ионизации на уровне десятков процентов, а скорость эрозии катода в дуге, например в случае распределенной привязки тока на его поверхности, может быть сравнима с термической скоростью испарения.

Вакуумные дуги можно разделить на два основных типа — с холодными (обычно специально охлаждаемыми) и горячими (специально подогреваемыми или самостоятельно разогревающимися в процессе горения разряда) электродами [40]. Далее будут рассмотрены эти разряды с точки зрения их возможного применения в качестве источника плазмы конденсированного вещества для метода плазменной сепарации ОЯТ. Стоит заметить, что вакуумно-дуговые ис-

точники плазмы часто используются для задач нанесения покрытий, поэтому параметры образующейся в них плазмы достаточно подробно изучены.

### **1.3.1. Источники плазмы на основе вакуумных дуг с холодным катодом**

Для вакуумных дуг с холодным катодом (температура катода в целом на уровне комнатной) характерно образование катодных пятен — перемещающихся светящихся областей малого размера, плотность тока в которых достигает значений  $10^6 - 10^8$  А/см<sup>2</sup> [41]. Процессы в катодных пятнах обеспечивают замыкание разряда на катоде и генерацию плазмообразующей среды, а анод выступает коллектором тока. Стоит отметить, что до сих пор нет устоявшейся единой теории, описывающей существование катодных пятен и их взаимодействия с поверхностью катода. Вероятно, самым острым вопросом в теории катодного пятна вакуумной дуги стоит реализуемый в нем механизм электронной эмиссии. Обычно рассматриваются такие механизмы эмиссии как термоэлектронная, автоэлектронная, термо-автоэлектронная и взрывная [38].

Плазма, образующаяся в вакуумных дуговых разрядах, характеризуется наличием в ней капель катодного материала, которые формируются в катодных пятнах. Обычно капли имеют микронные размеры и их присутствие существенно влияет на качество плазменного потока и наносимого покрытия. На практике для борьбы с капельной фазой используют системы фильтрации, заключающиеся в добавлении в конструкцию источника загибающегося магнитного поля, которое уводит поток плазмы вдоль силовых линий, а нейтральные частицы собираются на стенках камеры [42]. В плазменном сепараторе присутствие таких нейтральных частиц в катодном потоке может приводить к значительному уменьшению эффективности процесса, так как доля эрозии материала обеспечиваемая каплями может достигать 90% от полной потери массы катодом [38]. Тем не менее вакуумная дуга на холодном катоде используется в технологических установках и даже для задач масс сепарации [43].

В работе [43] в качестве катода разряда использовались Al и Ti, авторы исследовали степень пространственного разделения потоков плазмы этих двух веществ магнитной транспортной плазмооптической системой на основе криволинейного магнитного поля. Концентрация плазменного потока превышала  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>. В результате было экспериментально продемонстрировано пространственное разрешение профилей плазменных струй  $R = \mu/\Delta\mu \approx 3$ , где  $\mu$  — отношение массы к заряду ионов.

Важно отметить, что напряжение горения вакуумных дуг на холодных катодах подвержено хаотическим колебаниям, амплитуда которых может составлять от 10 до 100% [41] от среднего значения. Результатом этого является присутствие в плазме многократно заряженных ионов, причем средний заряд зависит от материала катода [44]. Данное обстоятельство, противоречит требованиям плазменной сепарации (Раздел 1.1), т.к. разделяемые потоки должны иметь одинаковую кратность заряда.

### 1.3.2. Вакуумно-дуговые источники на испаряющихся анодах

Обычно катод и анод вакуумной дуги являются массивными электродами, имеющими хороший тепловой контакт с остальными конструкционными элементами установки. Однако, возможно реализовать ситуацию, когда при работе разряда оттока тепловой мощности с одного из электродов, например анода, недостаточно, и под действием поступающей мощности из пламы происходит его сильный разогрев, он начинает активно испаряться и становится основным поставщиком плазмообразующей среды в разрядном промежутке [39; 45]. Также возможно осуществлять и принудительный нагрев анода, в частности, электронным пучком [46]. Вакуумную дугу, в которой пары анода значительно задействованы в плазме разряда принято называть «дугой с горячим анодом» или «Hot Anode Vacuum Arc — HAVA».

Данный режим работы разряда характеризуется отсутствием в плазме многозарядных ионов и слабыми колебаниями напряжения. В качестве источника

плазмы для нанесения покрытий [47] его исследовали с анодами из таких материалов как Al, Ti, Cr, Fe, Au, Ag. В работе [45] исследовались дуги с испаряющимися анодами из Mg, Cu, Cr, La, Gd. Экспериментальные данные показывают, что параметры разряда слабее зависят от материала расходуемого анода, чем в дугах на холодных катодах [45]. Концентрация образующейся плазмы —  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>, а температура электронов находится на уровне 1 эВ. Степень ионизации плазмы не слишком высока и обычно не превосходит 30%.

В работе [48] в качестве горячего анода использовался тугоплавкий материал — углерод, в связи с чем источник плазмы получил название «Hot Refractory Anode Vacuum Arc — HRAVA». Особенностью данного источника, в сравнении с HAVA является то, что анод не является непосредственно испаряющимся, в действительности с его горячей поверхности происходит переиспарение вещества, осевшего в результате эрозии катода (в большей степени капель). Согласно данным авторов [48], HRAVA имеет две стадии работы. В первые  $\sim 60$  с дуга горит преимущественно в режиме холодного катода (когда он является основным поставщиком среды в разрядный промежуток), далее переиспарение с анода становится существенным и разряд переходит в основной рабочий режим. Утверждается, что температура электронов в рабочем режиме составляет около 1 эВ, экстрагируемый ионный ток может достигать 10% от полного тока дуги, а степень ионизации плазмы приближается к уровню 50%.

Исходя из параметров образующейся плазмы, дуги на испаряющихся анодах являются достаточно перспективными источниками для технологии сепарации, однако в такой конфигурации пар рабочего материала не прокачивается через прикатодную область, где обычно происходит наиболее интенсивное энерговыделение, что, соответственно, не позволяет получать плазму высокой степени ионизации. От этого недостатка избавлены вакуумные дуги с горячими испаряющимися катодами.

### 1.3.3. Вакуумные дуги с горячими испаряющимися катодами

В случае, когда температура катода достигает некоторой критической величины (при которой давление паров катодного материала составляет  $\sim 1 - 100$  Па и он начинает активно испаряться), контрагированная катодная привязка разряда, типичная для холодных катодов, сменяется диффузным распределением тока по всей его поверхности. При этом плотность тока на катоде уменьшается на несколько порядков до  $10 - 100$  А/см<sup>-2</sup>, пропадают осцилляции напряжения горения дуги, а в потоке плазмы отсутствуют капли [39]. Разогрева катода в дуговом разряде, как и в случае анода, можно добиться термической изолированностью его конструкции или при помощи внешнего подогревателя.

Впервые данный тип разряда был описан в работе [49]. Использовалась схема с теплоизолированным катодом без дополнительного внешнего подогревателя. Авторы получили диффузный разряд на горячих испаряющихся катодах из Мо, Си, а также Сг. Для последнего материала было произведено сравнение характеристик полученной плазмы между диффузным разрядом (температура катода  $\sim 2$  кК) и дугой с холодным катодом из Сг. По данным авторов [49] разряд с диффузной катодной привязкой (ДКП) отличается меньшим напряжением горения ( $12 - 14$  В против  $18 - 20$  В на холодном катоде), а также большей степенью ионизации плазмы, которая при увеличении разрядного тока достигала величины 100%. Концентрация электронов в плазме разряда превышала  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Кроме того, по сравнению с разрядом с пятнами, энергетическая цена испаренного атома в диффузной дуге оказалась меньше примерно на  $20 - 50\%$ .

В работе [50] авторы зарегистрировали переход контрагированного разряда в диффузную фазу на теплоизолированном катоде из графита. Они также провели сравнение между полученными типами разрядов, в котором было указано, что на углеродном катоде дуга с ДКП (температура катода  $1.8 - 2.4$  кК) имеет большее напряжение горения ( $32$  В), чем с холодным катодом ( $20$  В). Из-

меренная концентрация плазмы по данным [50] в диффузном режиме меньше примерно на 2 порядка, а температура электронов приблизительно в два раза выше (5 – 7 эВ). Наиболее вероятная энергия ионов плазмы дуги с ДКП на графитовом катоде около 20 эВ, а максимальная не превышает 40 эВ, тогда как в контрагированной форме энергетический спектр ионов имеет значительный высокоэнергетичный хвост, вплоть до 80 эВ. Средний заряд ионов плазмы был около единицы. Важно заметить, что авторам [50] также удалось реализовать дугу с диффузной катодной привязкой на полупроводниковом катоде из нелегированного кремния, тогда как дуга с пятнами существует только на проводящих материалах.

Разряд с ДКП в работе [51] наблюдался при испарении Ti электронным пучком, который облучал непосредственно поверхность образца. Термическое испарение в вакуум (температура титана  $\sim 2.4$  кК) переходило в форму разряда при напряжении анода выше 20 В, ток разряда в зависимости от режима испарения достигал 60 А. Оцененная ионизация потока плазмы приближалась к 100%, а в спектре излучения отсутствовали ионы кратности два. Автор [51] отмечает полученную плазму как стабильную и хорошо поддающуюся контролю.

В работах [52–55] исследовалась диффузная вакуумная дуга на теплоизолированном катоде с внешним электронно-лучевым подогревателем. Таким образом обеспечивалась дополнительная возможность влиять на его температуру во время существования разряда. В использованной схеме рабочее вещество дуги располагалось в тигле из молибдена, давление насыщенных паров которого существенно ниже, чем требуется для замыкания на него тока дуги. В основном разряд изучался на двух катодных материалах с разными способностями к эмиссии электронов и испарению: термоэмиссионном гадолинии [52–54] и нетермоэмиссионном хrome [55]. При рабочей температуре катода из Gd ( $\sim 2$  кК) ток термоэмиссии (работа выхода  $\varphi_e = 3$  эВ) с него может полностью обеспечить ток разряда на катоде. В случае же катода из Cr ( $\varphi_e = 4.6$  эВ) при близкой

рабочей температуре, наоборот, наблюдается значительный недостаток эмиссионного тока, также отмеченный в работе [49] и составляющий 3 – 5 порядков.

В диффузной дуге на Gd была исследована зависимость теплового потока, поступающего из плазмы на катод, от его температуры (гадолиний при этом находился в жидкой фазе). В экспериментах был продемонстрирован эффект охлаждения катода, связанный с превосходством тепловых потерь на эмиссию электронов над поступающей мощностью из плазмы [52]. На основе системы одномерных гидродинамических уравнений, описывающих стационарное течение полностью ионизованной плазмы, было рассчитано распределение параметров плазмы вакуумной дуги в межэлектродном промежутке [54]. При анализе распределения использовались результаты диагностики плазмы зондовым методом. Так при температуре катода 2.1 кК и токе дуги 140 А температура электронов на его поверхности составляла 0.5 эВ, а концентрация  $0.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Также была измерена скорость испарения катодного материала из тигля в присутствии разряда, которая оказалась до двух раз ниже скорости термического испарения, что, как отмечается, вызвано возвратом испаренных атомов на катод в виде ионов [54]. В изученной конфигурации катодного узла с дополнительным нагревателем отмечена высокая управляемость параметрами разряда.

В дуге на нетермоэмиссионном хроме исследовались режимы как с дополнительным нагревом катода, так и без него (самостоятельный режим). Вольтамперная характеристика самостоятельного разряда — падающая, при увеличении тока от 40 до 220 А напряжение уменьшалось от 23 до 11 В [55]. Увеличение мощности подогрева катода при фиксированном токе на 0.5 кВт (температура возрастала на 0.1 кК) позволяло понизить напряжение горения разряда примерно на 5 В, однако ни в одном из режимов не было зафиксировано эффекта охлаждения катода. Также в работе отмечено, что ни один из известных механизмов эмиссии электронов не может давать заметного вклада в перенос заряда на поверхности катода.

Кроме исследованных разрядов на Gd и Sr в конфигурации катодного узла

с внешним подогревателем были реализованы диффузные вакуумные разряды на таких материалах как La, Ti и C [39].

## 1.4. О физике процессов на горячих катодах в стационарных вакуумных дуговых разрядах

Несмотря на то, что в вакуумных дугах с распределенной катодной привязкой параметры прикатодной области легче поддаются диагностике (проще контролировать температуру в пятне и определять величину плотности тока) в сравнении с контрагированными дугами, вопрос о физике протекающих катодных процессов не решен до сих пор. Так одной из обсуждаемых проблем является причина возникновения высокоскоростных потоков ионов исходящих из катодной области [56; 57].

Свойства вакуумных дуг можно характеризовать отношением потока испаряющихся атомов к потоку электронов термоэмиссии  $\xi$  [52]. Этот параметр зависит от конкретного вещества и позволяет оценить сверху отношение ионного и электронного токов на поверхности катода. По величине атом-электронного отношения  $\xi$  катодные материалы делятся на две группы: термоэмиссионные, для которых  $\xi \ll 1$  (W, Mo, Gd, U и др.) и нетермоэмиссионные с  $\xi \gg 1$  (Hg, Pb, Cr и др.). Как показано в работе [58], отношение  $\xi$  можно использовать в качестве критерия подобия при анализе характеристик вакуумной дуги на различных материалах. Для каждой из групп существуют свои трудности объяснения катодных процессов.

Например, на термоэмиссионном катоде из Gd не ясен механизм его нагрева [52]. Доля электронного тока на катоде разряда с  $\xi \ll 1$  находится на уровне  $\sim 0.9$ , а остальная часть обеспечивается ионами, приход которых должен в стационарном режиме поддерживать его температуру. Из результатов измерения теплового потока в катод следует, что энергия ионов должна составлять более 200 эВ. Возможная причина возникновения столь высоких энергий

ионов в полной мере не объяснена.

В дугах с катодами из материалов, для которых  $\xi \gg 1$ , не ясен механизм замыкания тока разряда в условиях дефицита термоэмиссии, хотя по внешнему виду дуга похожа на разряд с термоэмиссионным катодом. В случае хромового катода [55] ток термоэмиссии пренебрежимо мал и существует предположение, что заряд на нетермоэмиссионных катодах переносится ионами. Этот механизм переноса заряда, впервые предложенный в работе [59], неоднократно обсуждался позднее [60; 61].

В работе [60] сделана попытка объяснить процесс замыкания тока диффузной дуги на катоде из хрома с привлечением модели немонотонного распределения потенциала в прикатодном слое имеющего «горб», основанной на балансовых соотношениях. Сопоставляя экспериментальные данные [49] и расчет, авторы показывают, что ток на катоде практически полностью обеспечивается ионами (доля электронного тока  $\approx 0.5 \times 10^{-3}$ ). Однако в этом случае оказывается, что энергия передаваемая ионами катоду в единицу времени превосходит мощность, выделяющуюся в дуге.

Авторы [61] также выдвинули предположение, что в диффузной хромовой дуге общепринятый механизм замыкания тока на катод не в состоянии удовлетворить зарегистрированным в эксперименте величинам плотности тока. Однако согласовать расчет с экспериментом удастся, если придерживаться модели, в которой ионизация нейтральных атомов происходит, главным образом, в квазинейтральном плазменном столбе дуги, а трансфер тока на катод осуществляется посредством диффузии ионов в катодный слой из зоны ионизации, что аналогично случаю собирания ионного тока насыщения электрическим зондом Ленгмюра. Расчеты плотности ионного тока, поступающего на катод, хорошо согласуются со значениями плотности тока диффузной дуги на катоде из Cr, полученной в экспериментах [55].

От электронного характера токопереноса на нетермоэмиссионных катодах в дугах с дополнительной газовой средой не отказываются авторы [62]. Значи-

тельную вторичную эмиссию с катода дуги, по их мнению, может вызывать обратный поток возбужденных атомов плазмообразующего газа, в том случае, если энергия возбужденных уровней (например, метастабильных уровней  $^3P_2$  атомов аргона) превосходит работу выхода материала катода. Этот подход был впервые высказан в работе [63] для объяснения свойств вакуумной дуги на ртутном катоде.

В целом, разные механизмы замыкания тока на катоде, способны определять характеристики дуги и образующейся плазмы. Таким образом, при оценке применимости вакуумного дугового разряда, как источника плазмы, необходимо иметь в виду, что катодные материалы делятся на две группы, соответствующие их способности к электронной эмиссии и испарению, и в связи с тем, что ОЯТ — это сложное многокомпонентное вещество, то следует исследовать работу разряда на разных типах модельных материалов, как с  $\xi \ll 1$  так и с  $\xi \gg 1$ .

## **1.5. Выбор веществ, моделирующих испарение и ионизацию ОЯТ**

Исследование вакуумной дуги непосредственно на материале ОЯТ требует соблюдения целого ряда специальных мер, поэтому на начальном этапе целесообразно использовать модельные вещества. В первую очередь рассматривались простые металлические материалы, способные смоделировать в дуге процессы испарения и ионизации урана — основного компонента ядерного топлива. При этом необходимо иметь в виду, как подобие модельного вещества с ураном с точки зрения работы в качестве катода дугового разряда и процессов ионизации, так и с точки зрения моделирования движения пучка ионов в камере сепаратора ОЯТ. В большинстве же типов наиболее распространенных сегодня ядерных топлив уран представлен в виде диоксида [14]. Поэтому, для исследования диффузного разряда в качестве источника плазмы, необходимо также

изучить возможность его работы и на модельном оксиде.

### 1.5.1. Вещества, моделирующие металлический уран

Аналогом урана с точки зрения образования соответствующей металлической плазмы может выступать гадолиний. Первые три потенциала ионизации урана и гадолиния близки (U: 6.19 – 11.9 – 20.0 эВ; Gd: 6.15 – 12.1 – 20.6 эВ) [64]. Также совпадают их сечения резонансной перезарядки  $\sigma = 2.8 \times 10^{-14}$  см<sup>2</sup> [65]. Кроме того, гадолиний способен моделировать уран в качестве катода вакуумной дуги, так как их атом-электронное отношение много меньше единицы ( $\xi_U = 0.01$   $\xi_{Gd} = 0.05$ ) при температурах порядка 2 кК [58]. Таким образом, ожидается, что характеристики разрядов на этих веществах должны быть подобными.

Также необходимо отметить, что непосредственно получение плазмы Gd с последующим выделением изотопов весьма актуально для атомной энергетики. Это связано с большим сечением поглощения тепловых нейтронов изотопом <sup>157</sup>Gd и возможностью применения его в качестве выгорающей добавки в твелах ядерных реакторов [66].

В плазменном сепараторе ОЯТ разделение актиноидов от продуктов распада урана в электромагнитном поле происходит по параметру отношения заряда ионов к массе, поэтому также должно быть рассмотрено вещество с большим атомным весом, способное моделировать динамику движения частиц в камере сепаратора. Кроме этого, в состав ОЯТ входят и продукты распада урана, такие как цезий, стронций, сурьма и другие [67], для которых атом-электронное отношение значительно превосходит единицу [58]. Двум перечисленным требованиям, в качестве модельного вещества, удовлетворяет свинец ( $m_{Pb} = 207$  а.е.м.,  $\xi_{Pb} \sim 10^8$  [58; 64]).

### 1.5.2. Материал, моделирующий диоксид урана

Весьма перспективным оксидом, способным смоделировать процесс испарения и ионизации диоксида урана является диоксид церия. Электронная конфигурация церия ( $[\text{Xe}] 4f7 5d1 6s2$ ) сходна с ураном ( $[\text{Rn}] 5f3 6d1 7s2$ ) — они обладают полностью заполненными последними электронными  $s$  оболочкам, а оболочки  $f$  и  $d$  заполнены не до конца. Температуры плавления соответствующих пар оксид/металл близки, а также имеют одинаковую разницу ( $\text{UO}_2/\text{U} - 3.1/1.3$  кК;  $\text{CeO}_2/\text{Ce} - 2.9/1.1$  кК) [64; 68]. Соотношения давления насыщенных паров над оксидом урана и чистым ураном таково, что оксид испаряется слабее при одной и той же температуре. Для оксида церия выполняется аналогичное соотношение. Необходимо заметить, что данное свойство характерно не для всех оксидов, например, оксид ниобия испарить легче, чем металлический ниобий. Расчетные стандартные энтальпии сублимации двух рассматриваемых оксидов составляют близкие величины  $\Delta H_{s,298}^{\circ}(\text{UO}_2) = 159.6$  ккал/моль,  $\Delta H_{s,298}^{\circ}(\text{CeO}_2) = 135$  ккал/моль [69]. Кроме перечисленного, диоксид церия способен моделировать диоксид урана в качестве катода вакуумной дуги из-за малой работы выхода электронов:  $\varphi_e(\text{UO}_2) = 3.09$  эВ,  $\varphi_e(\text{CeO}_2) = 2.7 - 3.2$  эВ [70]. Упомянувшееся ранее атом-электронное отношение для них также много меньше единицы  $\xi(\text{UO}_2) = 10^{-4}$ ,  $\xi(\text{CeO}_2) = 10^{-2}$ . Стоит отметить также, что при нормальных условиях диоксид урана является полупроводником (ширина запрещенной зоны  $\Delta = 1.3$  эВ [68]), а диоксид церия — диэлектрик ( $\Delta = 3.4$  эВ [68]). Диоксид церия, кроме того, применяется как материал, на котором моделируют появление дефектов, вызванных действием радиации в оксиде урана из-за их похожей кристаллографической структуры и близких величин констант кристаллических решеток [71].

## 1.6. Выводы к первой главе

Создание технологии плазменной сепарации ОЯТ подразумевает под собой решение нескольких принципиальных задач, среди которых важной является испарение и ионизация конденсированного вещества отработавшего топлива. Данный процесс должен удовлетворять целому ряду достаточно противоречивых требований — необходимо нарабатывать однократно ионизованную плазму со степенью ионизации близкой к 100% и производительностью испарения около 100 г/ч. В качестве одного из вариантов источника в перспективе способного обеспечить подобную производительность и параметры ионизации, выбрана диффузная вакуумная дуга на горячем катоде. Основным преимуществом данного типа вакуумного дугового разряда является низкая плотность тока на катоде ( $10 - 100 \text{ А/см}^2$ ), в следствие чего в плазменном потоке отсутствуют капли нейтрального вещества. Внешний подогрев катода позволяет управлять напряжением разряда и параметрами образующейся плазмы. Для исследования предложенного источника в целях сепарации выбраны несколько модельных веществ (Gd, Pb и  $\text{CeO}_2$ ), которые способны смоделировать процессы испарения и ионизации металлического урана и диоксида в дуговом разряде. Данная работа посвящена исследованию разрядов на предложенных модельных материалах и параметров образующейся плазмы с целью выяснения применимости диффузной вакуумной дуги на горячем катоде к задаче плазменной сепарации ОЯТ.

## Глава 2

# Диффузная вакуумная дуга на термоэмиссионном катоде из гадолиния

В данной главе описаны результаты экспериментального исследования диффузной вакуумной дуги на катоде из гадолиния, моделирующего процессы испарения и ионизации урана [1; 3; 4; 9]. Приведена схема используемого экспериментального стенда, перечислены его параметры и возможности. Также описаны экспериментальные методы и подходы, использовавшиеся для определения основных характеристик вакуумной дуги и образующейся в ней плазмы (температура и концентрация электронов, средний заряд потока тяжелых частиц плазмы, компонентный и зарядовый состав, энергетический спектр ионов). Представлены результаты измерений и их анализ, на основе которого сделан вывод о перспективности данного разряда для дальнейшего его изучения в качестве источника плазмы для задач плазменной сепарации ОЯТ.

### 2.1. Экспериментальный стенд и используемая диагностика

#### 2.1.1. Описание установки

Экспериментальный стенд представлял собой цилиндрическую вакуумную камеру объемом около 100 л, откачиваемую системой двух форвакуумных и двух паромасляных насосов до остаточного давления менее 10 мПа. На оси камеры располагался теплоизолированный молибденовый тигель, в котором находился катод дугового разряда – гадолиний массой около 5 г. Высота тигля составляла 14 мм, внешний диаметр – 24 мм, диаметр выходного отверстия был 14 мм. Использование тигля было обусловлено тем, что в рабочем режи-

ме дугового разряда, гадолиний находился в расплавленном состоянии. Под тиглем располагался электронно лучевой подогреватель (ЭЛП) мощностью до 1.5 кВт, состоявший из электростатической линзы и проволоки вольфрам-ренийевого сплава – эмиттера. ЭЛП служил для нагрева катода и позволял варьировать его температуру при фиксированном токе дугового разряда. В качестве анода дуги использовался стальной диск с водяным охлаждением, имевший центральное отверстие диаметром 15 или 32 мм. Расстояние между катодом и анодом составляло около 30 мм. Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 2.1.

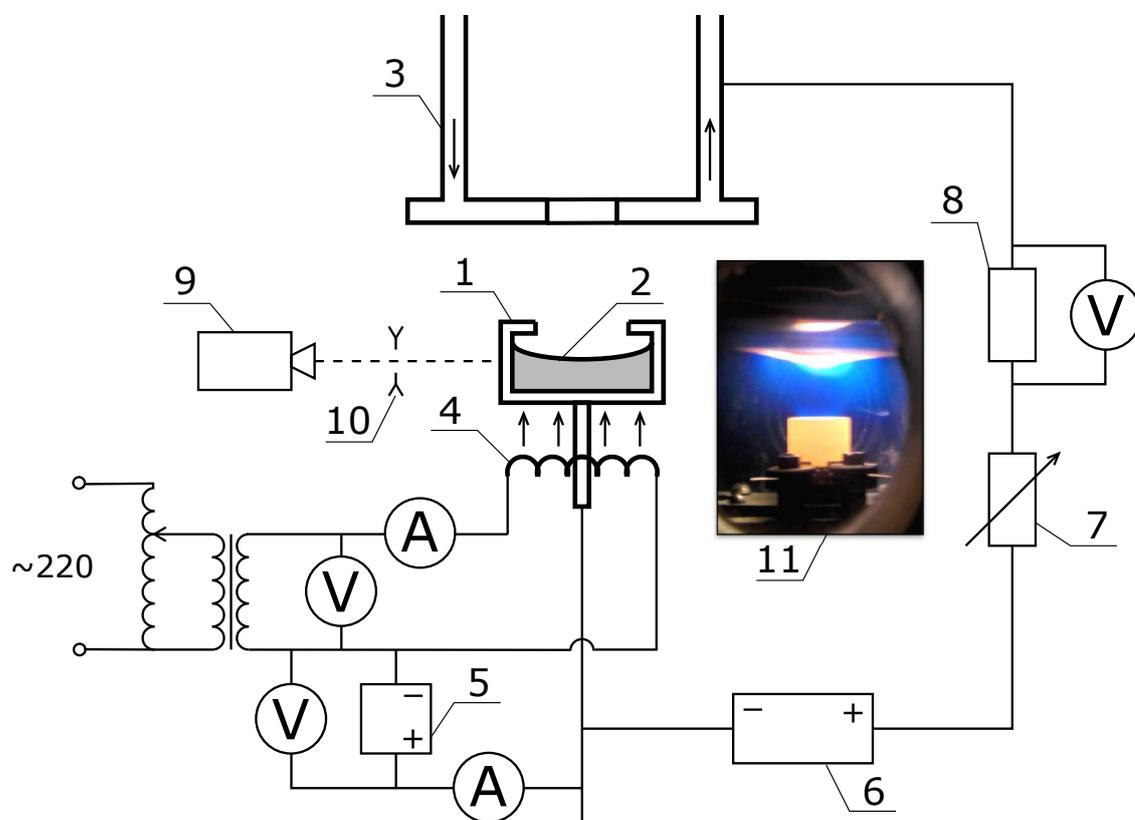


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки: 1 — молибденовый тигель, 2 — катод дуги (Gd), 3 — анод с водяным охлаждением, 4 — ЭЛП, 5 — источник ускоряющего напряжения в схеме ЭЛП, 6 — источник питания дугового разряда, 7 — реостат, задающий ток разряда, 8 — токоизмерительный шунт, 9 — яркостный пирометр, 10 — диафрагма, 11 — фотография дугового разряда.

Источником питания вакуумной дуги служил выпрямитель с постоянным выходным напряжением 340 В. Ток разряда задавался включенным последова-

тельно в электрическую цепь балластным сопротивлением, которое представляло собой реостат с водяным охлаждением. Измерение тока дуги осуществлялось посредством низкоомного шунта. Падение напряжения в катод-анодном промежутке измерялось с помощью делителя напряжения. Контроль температуры тигля  $T_c$  во время эксперимента производился при помощи яркостного пирометра IS-140. Пирометр работал на длине волны 900 нм, коэффициент излучения молибдена для которой слабо зависит от температуры и равен 0.33. По оценкам, разница между температурой боковой поверхности тигля и температурой поверхности катода не превосходила 3%. В целях защиты предназначенных для измерений окон вакуумной установки от продуктов испарения катода дугового разряда использовались двухступенчатые диафрагмы.

Эксперимент проводился по следующей схеме. Исследуемое вещество — катод дуги взвешивался на весах с точностью 0.001 г и помещался в предварительно отожженный в вакууме при температуре  $\sim 1.8$  кК тигель. После этого катодная сборка устанавливалась в вакуумную камеру, которая откачивалась до рабочего давления. Далее тигель нагревался при помощи ЭЛП до температуры  $\sim 2.0$  кК, при которой давление насыщенных паров гадолиния составляет  $\sim 10$  Па [64]. После чего на катод-анодный промежуток прикладывалось силовое напряжение, что приводило к инициации дугового разряда. Далее производился выход на интересующий рабочий режим дуги посредством изменения тока разряда или мощности ЭЛП (температуры катода), и проводились измерения параметров образующейся плазмы. По завершении эксперимента тигель взвешивался для определения средней скорости испарения катода.

### 2.1.2. Спектральная диагностика

Измерение спектров излучения плазмы вакуумной дуги производилось при помощи коммерческого спектрометра SDH-IV, имеющего четыре дифракционные решетки, позволявшие проводить измерение в диапазоне длин волн 200 — 1100 нм. Разрешающая способность прибора в зависимости от задействованной

решетки составляла от 0.18 до 0.5 нм. Схема регистрации излучения плазмы представлена на рисунке 2.2. Излучение плазменного столба дуги при помощи кварцевой линзы (материал линзы КУ-1) проецировалось на вход оптоволоконного кабеля спектрометра диаметром 1 мм. В зависимости от того, требовалось ли увеличить или уменьшить размер изображения дуги, использовались короткофокусная или длиннофокусная собирающие линзы. Перемещая кабель, существовала возможность настраиваться на любую точку изображения. Основная область сбора излучения плазмы находилась на высоте около 3 мм над выходным отверстием тигля при увеличении изображения дугового разряда  $\sim 1.5$ .

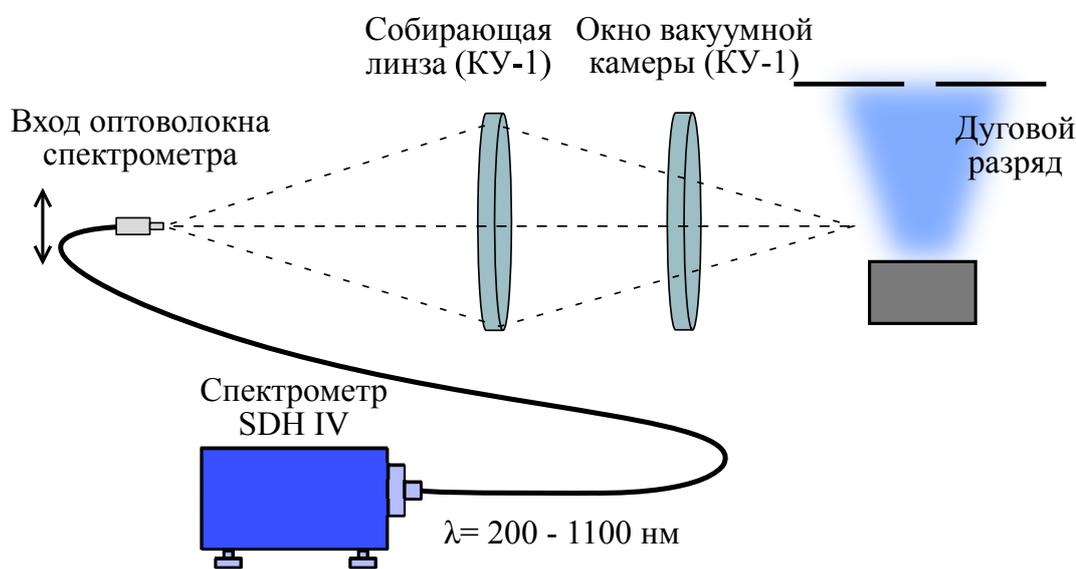


Рис. 2.2. Схема регистрации излучения плазмы

Анализ спектрального состава излучения плазмы проводился путем сравнения линий зарегистрированного спектра с табличными данными Национального института стандартов и технологий [72]. По совпадению набора линий измеренного спектра с табличным, делался вывод об элементном и зарядовом составе плазмы.

### 2.1.3. Зондовая диагностика

Для определения температуры и концентрации электронов плазмы, а также потенциала пространства, использовался метод одиночного зонда Ленгмю-

ра [37]. В экспериментах использовался цилиндрический зонд, измерительная головка которого была изготовлена из вольфрамовой проволоки диаметром 0.3 мм. Длина собирающей поверхности зонда в зависимости от эксперимента составляла от 5 до 10 мм, остальная часть была изолирована керамической трубкой с металлическим экраном. Экран предназначался для защиты торца изоляции от напыления, что могло увеличивать эффективную площадь токособирающей поверхности. В потоке плазмы головка зонда располагалась вертикально с целью того, чтобы заряженные частицы попадали на ее поверхность только в следствие их теплового движения. В процессе эксперимента зонд можно было перемещать вдоль радиуса камеры. Измерения с его помощью проводились как внутри разрядного промежутка, так и в заанодном пространстве. Фотография зонда внутри разрядного промежутка изображена на рисунке 2.3.

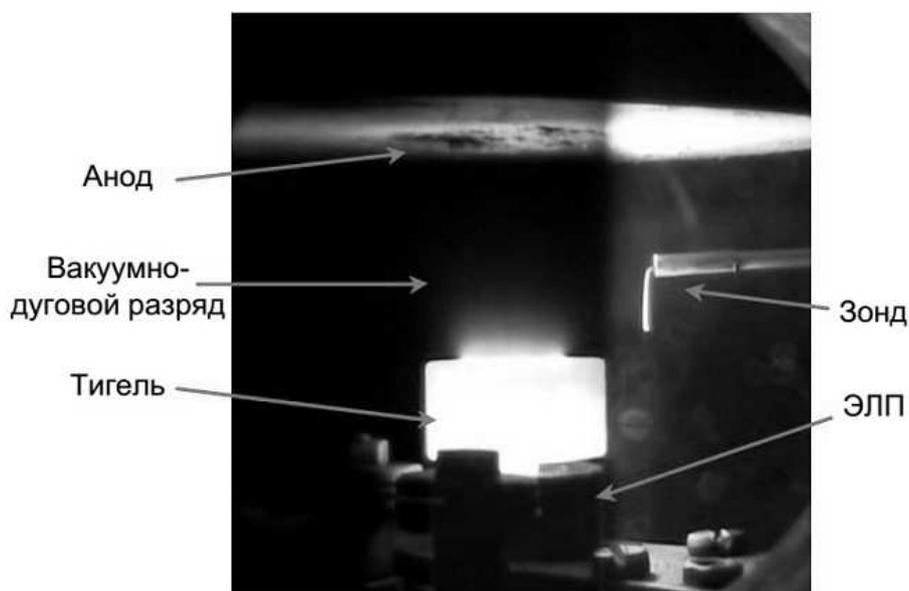


Рис. 2.3. Фотография зонда, погруженного в плазму дугового разряда

Питание зонда осуществлялось от программируемого источника напряжения Rigol DP1116A, который мог подавать на зонд потенциалы в диапазоне 0 – 30 В с шагом 0.1 В относительно потенциала катода. Ток в цепи зонда измерялся цифровым амперметром АКТАКОМ АВМ-4141. Последовательно с зондом был установлен ограничивающий ток резистор 100 Ом. Переключение полярности

в схеме измерения вольтамперной характеристики (ВАХ) зонда производилось двойным ключом. Электрическая схема зондовых измерений приведена на рисунке 2.4.

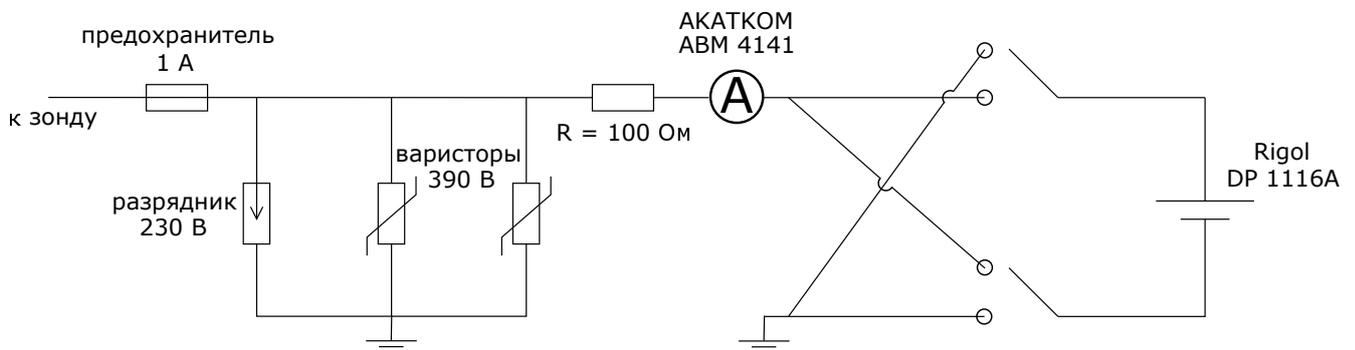


Рис. 2.4. Схема зондовых измерений

Для защиты приборов в измерительном блоке зонда от перегрузок в схеме предусмотрен проволочный предохранитель, рассчитанный на ток 1 А, и набор из газового разрядника и двух варисторов, предотвращающих появление на ней высокого напряжения.

Обработка зондовой ВАХ производилась по стандартной методике [73] в предположении, что электроны плазмы имеют максвелловское распределение по энергиям. Ионный ток насыщения  $I_s$  на зонд соответствовал точке ВАХ, где ее ионная ветвь переставала описываться линейной аппроксимацией. Далее характеристика перестраивалась в полулогарифмическом масштабе и по наклону участка кривой, отвечающей росту электронного тока, определялась температура электронов  $T_e$ . Точка пересечения линейных аппроксимаций роста электронного тока и ветви электронного насыщения соответствовала потенциалу пространства  $V_{pl}$ . Концентрация плазмы  $n_e$  рассчитывалась в приближении малого зонда, т.е. в области измерений его размеры находились между длиной свободного пробега частиц ( $\lambda > 2$  см) и радиусом Дебая измеряемой плазмы ( $\lambda_D < 0.03$  см), по формуле:

$$n_e = \frac{I_s}{0.4Se \left( \frac{2k_B T_e}{M_i} \right)^{1/2}}, \quad (2.1)$$

где  $S$  — площадь собирающей поверхности зонда,  $e$  — заряд электрона,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $M_i$  — масса иона.

Примеры зарегистрированной ВАХ зонда и ее обработки изображены на рисунке 2.5. По оценкам, погрешность определения параметров плазмы ( $T_e, n_e, V_{pl}$ ) с помощью одиночного зонда Ленгмюра составляла около 20%.

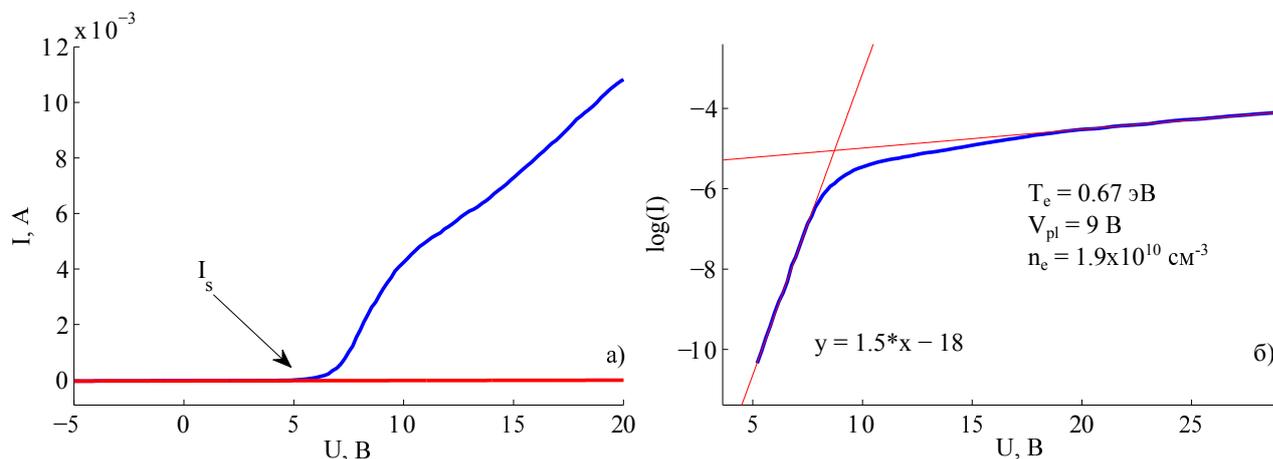


Рис. 2.5. Типичная зарегистрированная ВАХ зонда — а), пример ее обработки — б)

Стоит отметить, что при обработке ВАХ зонда отдельно проверялось отсутствие влияния на нее тока термоэмиссии. По оценкам, за время измерения зонд мог нагреваться до температуры  $\sim 1$  кК, однако термоэмиссионный ток с его поверхности, способный исказить измерения, появляется при температурах более 2 кК [64].

#### 2.1.4. Метод конденсационного зонда

Для измерения среднего заряда потока тяжелых частиц, вылетающих через анод разряда, использовался метод конденсационного зонда. Коллектор частиц (ионов и атомов) располагался на расстоянии около 30 мм над анодом. Он представлял из себя молибденовую пластинку округлой формы площадью около 10 см $^2$ . Под коллектором устанавливался подвижный экран, который преграждал поток вещества на него, когда измерения не проводились. Во время работы на конденсационный зонд прикладывался потенциал  $-10$  В относительно анода, что заставляло его работать в режиме ионного насыщения. Время

экспозиции зонда составляло около 5 – 15 минут, все это время в его электрической цепи регистрировался ионный ток  $I_i(t)$ . Приращение его массы обычно было около 5 – 10% от полного количества испарившегося вещества из тигля.

Средний заряд частиц  $Z_i$  в заанодной плазме измерялся из сопоставления увеличения массы конденсационного зонда  $\Delta m$  за время экспозиции  $\tau$  и протекшего через него заряда  $Q = \int_0^{\tau} I_i(t) dt$  по формуле:

$$\alpha = \beta \frac{QM}{e\Delta m}, \quad (2.2)$$

где  $\beta$  — коэффициент конденсации,  $M$  — масса атома. При обработке данных конденсационного зонда считалось, что для большей части времени экспозиции, конденсация потока тяжелых частиц плазмы происходила уже на запыленную поверхность коллектора, то есть ионы и атомы гадолиния осаждались на гадолиниевую пленку. Температура коллектора не превосходила 1.1 кК, поэтому пар у его поверхности можно было считать пересыщенным. В этих условиях для большинства металлов коэффициент конденсации  $\beta$  равен единице [74].

Погрешность измерения среднего заряда потока, измеренная таким образом, составляла около 10%, что было связано со сбором паразитной части ионного тока держателем коллектора и точностью интегрирования при определении полного протекшего заряда.

### 2.1.5. Метод многосеточного зонда

Для измерения энергетического спектра ионов плазмы, вылетающей в заанодное пространство дугового разряда, применялся метод многосеточного зонда [73]. Суть данного метода заключается в отделении ионной компоненты плазмы от электронной и анализа ее тормозной характеристики задерживающим потенциалом. Для этой цели использовался зонд состоящий из двух металлических сеток и коллектора ионов, схема которого изображена на рисунке 2.6

Сетка 2 предназначалась для разрыва плазмы. На нее прикладывался по-

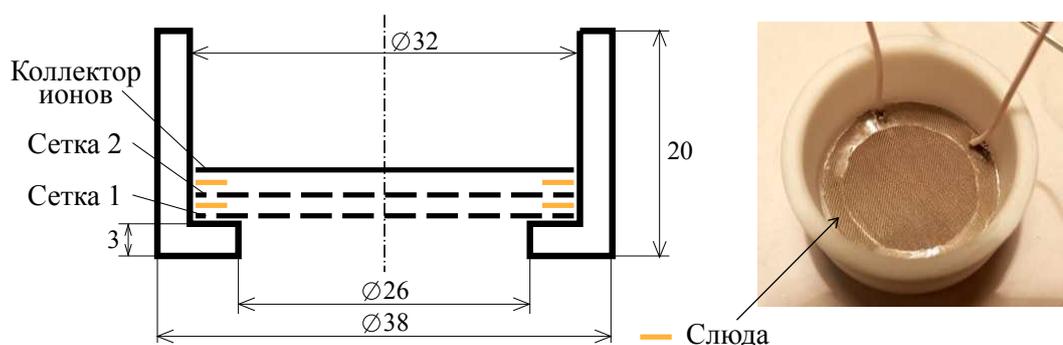


Рис. 2.6. Схема многосеточного зонда

стоянный потенциал  $-60$  В, что позволяло полностью отразить электроны из потока, попадающего на зонд. Сетка 1 была заземлена и экранировала плазму от возмущения, создаваемого сеткой 2. С целью обеспечения условий создания сетками эквипотенциальных поверхностей и предотвращения проседания потенциала между ее нитями, размер ячеек сеток выбирался меньше чем радиус Дебая плазмы и составлял  $0.02 \times 0.02$  мм. Анализ энергий ионов, прошедших через сетку 2, производился с помощью подачи электрических потенциалов в диапазоне от  $-30$  до  $30$  В на коллектор ионов и регистрации протекающего через него тока. ВАХ коллектора в этом случае представляла собой тормозную характеристику ионов, производная которой характеризует их функцию распределения по энергиям. Для измерения ВАХ коллектора ионов использовалась электрическая схема одиночного зонда Ленгмюра (рисунок 2.4).

При достаточно большой концентрации попадающей в многосеточный зонд плазмы между его электродами образуется объемный заряд, который искажает функцию распределения ионов по энергиям [75]. Для уменьшения влияния этого эффекта в некоторых экспериментах в конструкцию зонда добавлялась заземленная диафрагма с круглым отверстием диаметром 5 мм, сокращающая поток плазмы, а сам зонд мог передвигаться по оси разряда в диапазоне 10 – 30 см от анода.

Расстояние  $d$ , на котором образуется объемный заряд между плоскими

электродами в случае движущейся плазмы, определяется выражением [73]:

$$d^2 = \frac{E_0}{\pi e^2 n_i} \left[ \left( 1 + \frac{eU}{E_0} \right)^{1/2} - 1 \right] \times \left[ \frac{1}{9} \left( \left( 1 + \frac{eU}{E_0} \right)^{1/2} - 1 \right)^2 + 1 \right] \quad (2.3)$$

где  $E_0$  — начальная энергия ионов,  $n_i$  — концентрация плазмы,  $U$  — разность потенциалов между электродами. Для параметров  $n_i = 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $E_0 = 5 \text{ эВ}$  и  $U = 100 \text{ В}$  объемный заряд образуется на расстоянии  $d \approx 1 \text{ мм}$ . С учетом этой оценки, между электродами зонда обеспечивалось расстояние менее 1 мм при помощи вставок из слюды толщиной  $\approx 0.5 \text{ мм}$ . Слюда также электрически изолировала электроды друг от друга (рисунок 2.6).

Пример зарегистрированной тормозной характеристики ионов и ее производная представлены на рисунке 2.7. Энергетический спектр ионов соответствует производной тормозной характеристики с точностью до замены размерности аргумента на энергетические единицы [эВ]. Измеренный таким образом спектр соответствует суммарной кинетической и потенциальной энергии ионов, отсчитываемой от потенциала катода. Для выделения только кинетической составляющей производилось измерение потенциала плазмы одиночным зондом вблизи многосеточного, и спектр энергий сдвигался на величину измеренного потенциала пространства.

Измерение энергетических спектров позволяло определять максимальные и наиболее вероятные энергии ионов. Погрешность в измерении данных величин составляла  $\pm 2 \text{ эВ}$ . Необходимо отметить, что данный метод измерения энергий не учитывает кратность заряда ионов плазмы, и, без использования дополнительной информации о ее количественном зарядовом составе, результаты соответствуют случаю наличия только однозарядных ионов.

## 2.2. Основные параметры разряда

В экспериментах с гадолиниевым катодом был реализован диффузный дуговой разряд в диапазоне токов от 30 до 160 А, напряжений от 3 до 50 В и

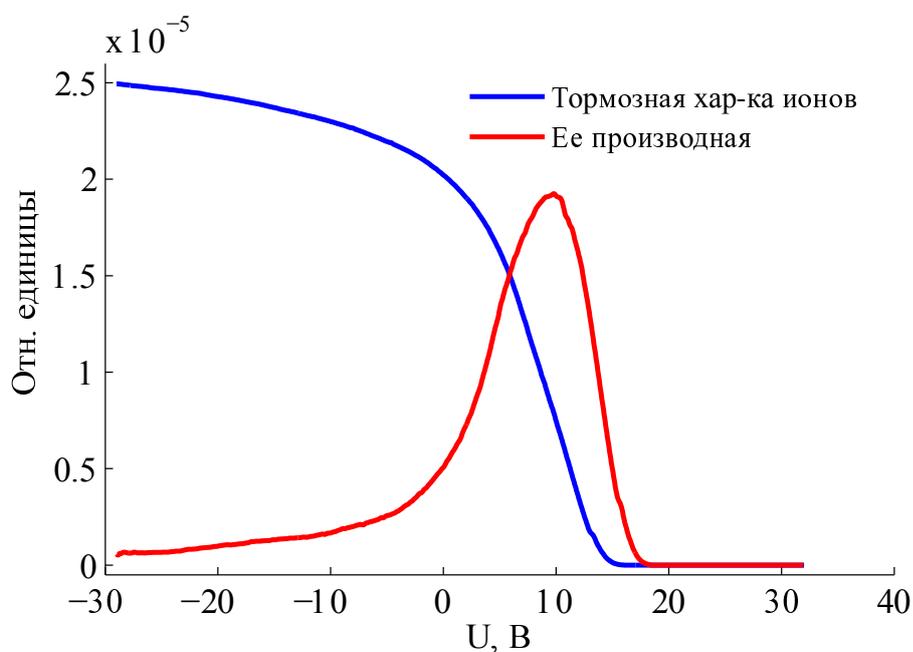


Рис. 2.7. Типичная тормозная характеристика ионов и ее производная

мощности ЭЛП от 0 до 800 Вт, температура катода при этом находилась в пределах 1.9 – 2.2 кК. При фиксированном токе дуги варьирование мощности ЭЛП позволяло управлять напряжением разряда. В зависимости от полученного таким образом режима, проводилось измерение параметров образующейся плазмы.

Согласно постановке эксперимента, разряд имеет три главные характеристики: температуру катода, ток разряда и напряжение. Первые две из них были основными изменяемыми параметрами в опытах. Температура катода при фиксированном токе задавалась мощностью внешнего ЭЛП. На рисунке 2.8 представлена измеренная в ходе экспериментов ВАХ разряда при фиксированной мощности внешнего подогревателя катода 480 Вт ( $T_c = 2.09 - 2.23$  кК). Следует отметить, что для Gd, являющегося термоэмиссионным материалом, ВАХ — убывающая функция тока.

При фиксированном токе разряда существовала возможность управлять его напряжением путем изменения температуры катода. Пример результата такого управления напряжением представлен на рисунке 2.9 при  $I = 50$  А [1]. Для сравнения, при токе 80 А увеличение мощности подогрева от 500 до 800 Вт

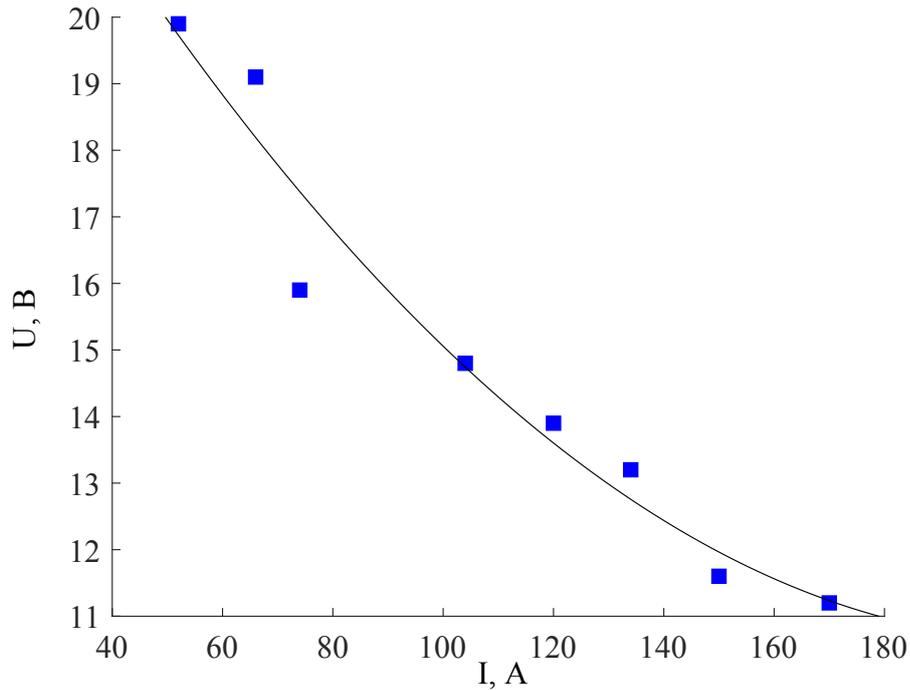


Рис. 2.8. Вольтамперная характеристика диффузной вакуумной дуги на катоде из Gd

приводило к снижению напряжения с 15 до 4 В. Необходимо заметить, что полученные результаты по управлению напряжением горения диффузной вакуумной дуги на катоде из Gd согласуются с данными работы [53].

Показанный эффект позволяет ожидать, что путем изменения мощности ЭЛП (температуры катода) существует возможность управлять степенью ионизации и зарядовым составом образующей в дуге плазмы, с целью добиться параметров, требуемых технологией плазменной сепарации ОЯТ [18].

### 2.3. Анализ теплового режима работы катода

Полный тепловой поток (имеющий размерность мощности) из плазмы на катод  $Q_c$  определялся из баланса мощности на катоде, аналогично методу, описанному в работе [52]. Величину теплового потока можно удобно характеризовать вольтовым эквивалентом (ВЭ)  $V_c = Q_c/I$ , где  $I$  — ток дуги. В таком представлении ВЭ определяет среднюю энергию приносимую на него каждой заряженной частицей. На рисунке 2.10 изображена зависимость температуры

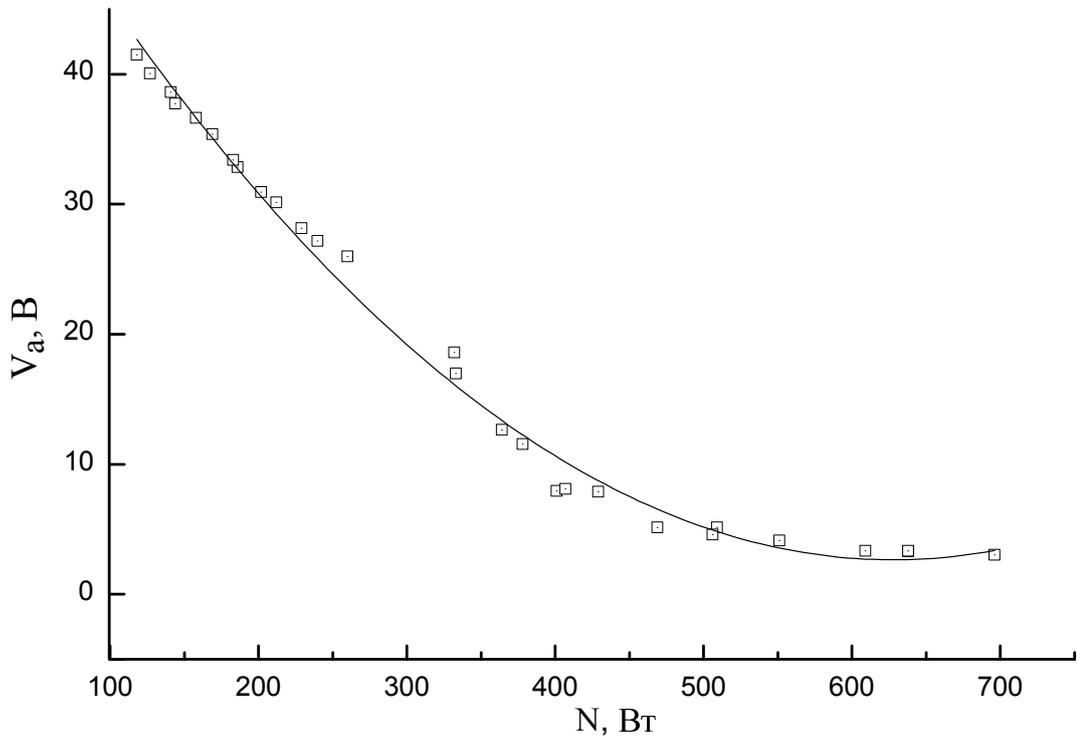


Рис. 2.9. Зависимость напряжения разряда  $V_a$  от мощности ЭЛП при токе дуги 50 А,  $T_c = 1.9 - 2.1$  кК

катода  $T_c$  от мощности ЭЛП  $N$ , измеренная без дуги ( $I = 0$ ) и при двух значениях тока  $I = 44$  А и  $I = 81$  А. Также на рисунке 2.10 представлена зависимость ВЭ  $V_c$  теплового потока из плазмы на катод при тех же значениях тока.

Зависимости на рисунке 2.10 поясняют тепловой режим работы катода в рассматриваемом разряде. Подобный режим был ранее подробно описан в работах [52; 53]. Как видно из представленных на рисунке 2.10 данных, при относительно малой мощности подогрева температура катода в дуговом разряде больше, чем его температура при той же мощности ЭЛП, но в отсутствие дугового разряда. Другими словами, в этом случае дуга нагревает катод, и вольт-эквивалент теплового потока на него из плазмы оказывается положительным ( $V_c > 0$ ). С увеличением мощности  $N$  ЭЛП оказывается, что температура катода в дуговом разряде становится меньше, чем в случае отсутствия разряда, т.е.  $V_c < 0$  [1]. Для прояснения этого факта следует рассмотреть энергетический

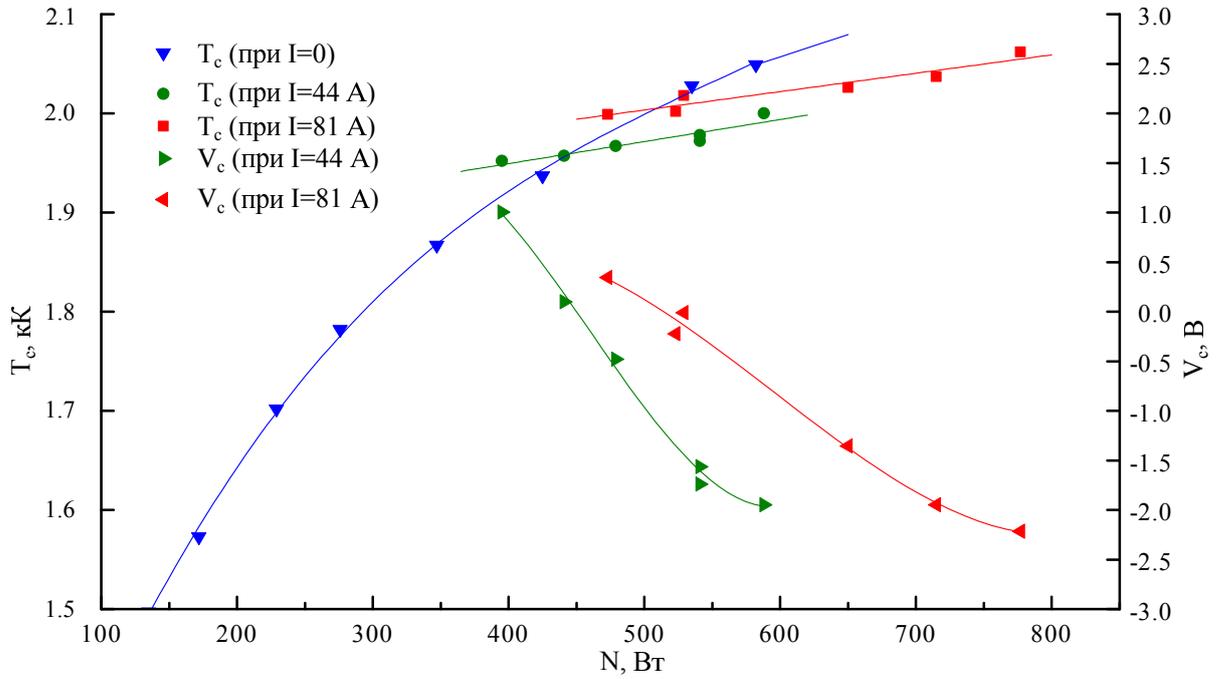


Рис. 2.10. Зависимость от мощности подогрева  $N$  температуры катода  $T_c$  и вольтова эквивалента теплового потока  $V_c$

баланс на катоде:

$$Q_c + N = N_a, \quad (2.4)$$

где  $N$ , как упоминалось выше, — мощность, поступающая на катод от ЭЛП,  $N_a$  — мощность, теряемая катодом за счет теплопроводности и излучения,  $Q_c$  — полный тепловой поток из плазмы на катод. Очевидно, что в случае отсутствия напряжения, прикладываемого к разрядному промежутку,  $N_a$  совпадает с мощностью ЭЛП, необходимой для нагрева тигля до рассматриваемой температуры без дуги.

Величину теплового потока  $Q_c$  удобно представить в виде

$$Q_c = Q_{c-eff} - N_{em}, \quad (2.5)$$

где  $Q_{c-eff}$  — эффективный тепловой поток, поступающий непосредственно из плазмы дугового разряда на катод за счет ионной бомбардировки, а  $N_{em}$  — мощность, уносимая электронами термоэмиссии с катода. Таким образом, урав-

нение энергобаланса принимает вид:

$$Q_{c-eff} + N = N_a + N_{em}. \quad (2.6)$$

В случае достаточно большой температуры катода, когда за счет термоэмиссии доля электронного тока составляет основную часть от полного тока дуги, энергия, уносимая электронами, может превышать энергию приносимую на катод ионами, что в свою очередь может приводить к ситуации, когда температура катода в дуговом разряде становится меньше, чем в случае отсутствия разряда при той же мощности ЭЛП. Другими словами, отрицательные значения ВЭ ( $V_c < 0$ ) означают, что потери тепла на эмиссию электронов с катода превышают поток тепла из плазмы на катод. Для температуры катода от 1.95 до 2.05 кК ток термоэмиссии с площади расплава 5 см<sup>2</sup> составляет от 25 до 75 А соответственно (работа выхода гадолия 3.1 эВ [64]). Стоит заметить, что доля электронного тока дуги в этом случае находилась в пределах от 80 до 90% от полного, включающего ионную часть. Тогда вольт-эквивалент эффективного теплового потока  $V_{c-eff}$  составлял от 0.5 до 2.5 В. Подобные результаты были получены в работах [52; 53].

В проведенных экспериментах при токе дуги 52 А и напряжениях от 3.5 до 8 В средняя скорость испарения гадолия с площади расплава 5 см<sup>2</sup> составила 1.7 – 2.8 мг/с [1]. Коэффициент электропереноса  $\chi$ , являющийся отношением скорости испарения катода к току дуги лежал в диапазоне 0.02 – 0.03 ат/эл. Параметр  $\chi$  позволяет оценить энергетические затраты разряда на один испаренный атом с катода (цену иона), которая может быть определена при помощи выражения  $W_a = V_a/\chi$ . Цена иона тогда для гадолиниевой дуги при токе 52 А и нулевом значении ВЭ ( $V_a = 5$  В) составляет около 200 эВ.

## 2.4. Результаты измерений параметров плазмы

### 2.4.1. Температура и концентрация электронов

Измеренные зондовым методом температуры электронов в пространстве за анодом разряда (на оси, 5 см над анодом), а также внутри разрядного промежутка (2 см от оси,  $\sim 1$  см над катодом) в зависимости от напряжения разряда представлены на рисунке 2.11. Ток дуги при этом составлял 40 А. Представленные данные иллюстрируют близость электронных температур в рассматриваемых областях, что предполагает схожие условия существования плазмы [1].

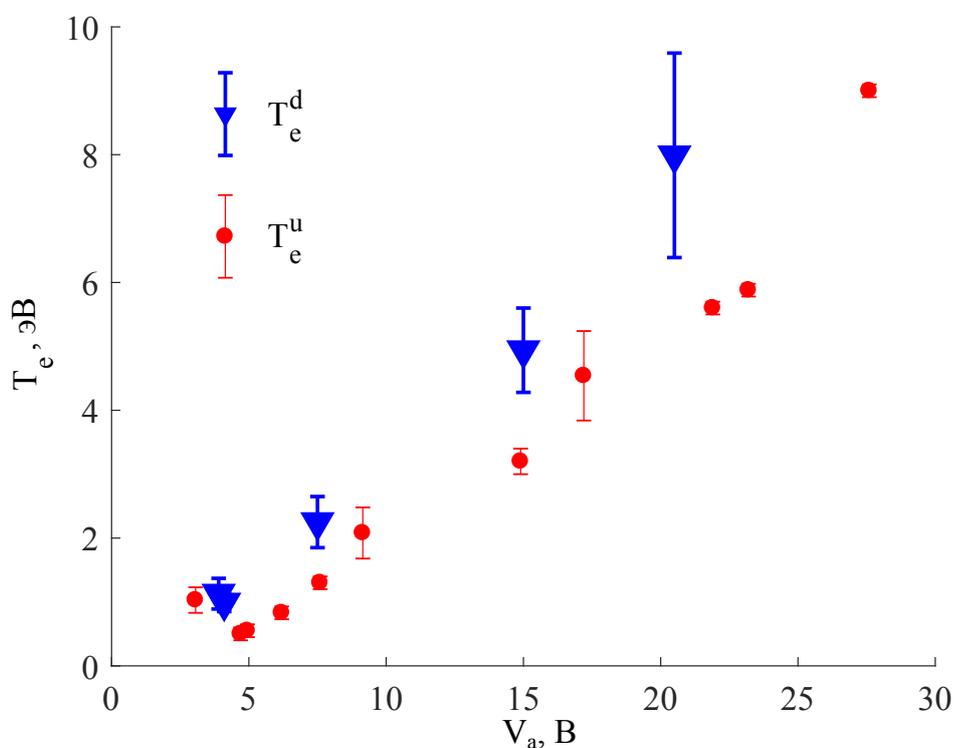


Рис. 2.11. Зависимость температуры электронов в заанодном пространстве  $T_e^u$  и внутри разрядного промежутка  $T_e^d$  от напряжения дуги

Температура электронов также измерялась в зависимости от расстояния до оси дугового разряда (рисунк 2.12). Полученная зависимость свидетельствует о равномерном распределении  $T_e$  по радиусу дуги на ее периферии [4].

Зондовые измерения позволили также определить концентрацию электронов плазмы внутри промежутка, которая составила  $(2.4 - 0.3) \times 10^{12}$  см $^{-3}$  в

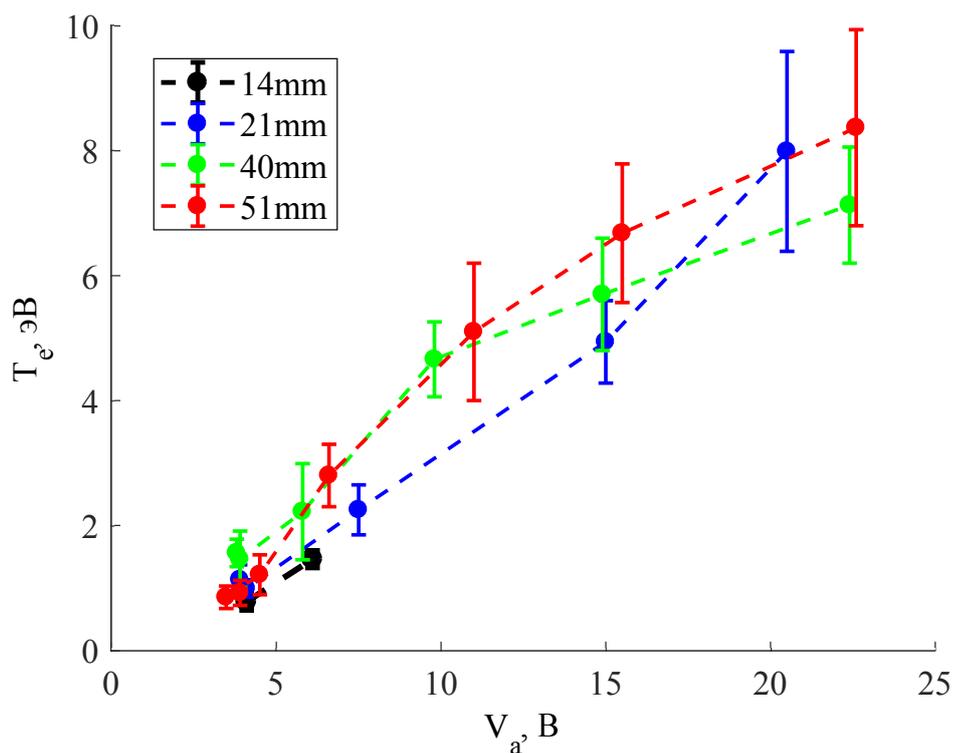


Рис. 2.12. Температура электронов в зависимости от расстояния до оси разряда

зависимости от точки измерения (14 – 51 мм от оси) [4]. За анодом разряда на расстоянии 20 см над ним концентрация электронов при токах дуги от 30 до 75 А находилась в диапазоне  $3 \times 10^9 - 1.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$  [9].

#### 2.4.2. Анализ излучения

Для определения неоднородности параметров плазмы по сечению дуги было измерено распределение интегральной интенсивности излучения атомных (Gd I) и ионных линий (Gd II) по хордам в столбе дуги и восстановлено радиальное распределение путем обратного преобразования Абеля [76] линии иона (рисунок 2.13).

Полученные данные свидетельствуют о том, что геометрия разряда имеет цилиндрическую симметрию, и позволяют определить границы плазменного потока. Для тигля с внешним диаметром 25 мм, разряд концентрируется в области диаметром 20 мм. Данные на рисунке 2.13 косвенно свидетельствует о том, что распределение тока на поверхности катода достаточно равномерно [1].

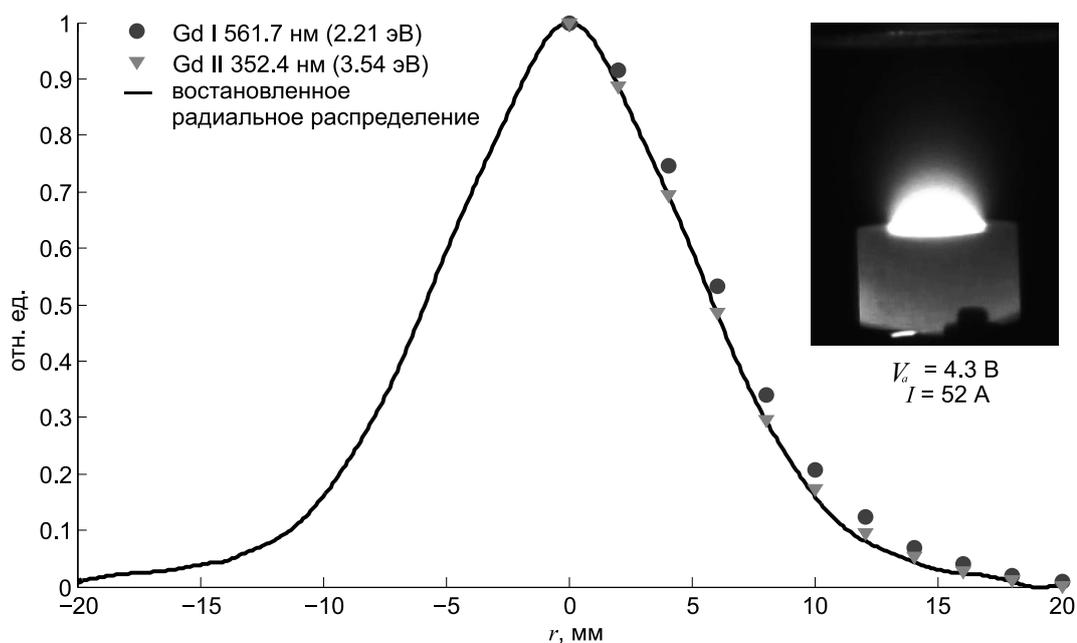


Рис. 2.13. Распределение интегральной интенсивности излучения атомной (Gd I) и ионной (Gd II) линий по хордам в столбе дуги (точки), восстановленное радиальное распределение (сплошная кривая) и фотография разряда при напряжении 4.3 В ( $r$  — расстояние от оси тигля)

При варьировании напряжения разряда при фиксированном токе производилась диагностика компонентного состава образующейся плазмы. Состав излучения резко реагировал на разность потенциалов в разрядном промежутке, что выражалось в преобладании атомных или ионных линий излучения гадолиния в зависимости от рабочего режима. В результате была экспериментально получена зависимость интенсивности атомных и ионных линий при различных напряжениях дуги. На рисунке 2.14 данная характеристика разряда приведена для атомной линии Gd I — 422.7 нм (3.52 эВ), линии первого иона Gd II — 335.9 нм (3.72 эВ) и второго иона Gd III — 555.5 нм. Кроме того, для справки, на рисунке 2.14 приведена концентрация насыщенных паров гадолиния [64] при температурах катода, соответствующих измеряемым в эксперименте напряжениям разряда.

Как видно из рисунка 2.14, интенсивность атомных линий монотонно уменьшается с ростом напряжения на дуге, по причине уменьшения концентрации пара, оставаясь при этом примерно пропорциональной ей. Максимальная интен-

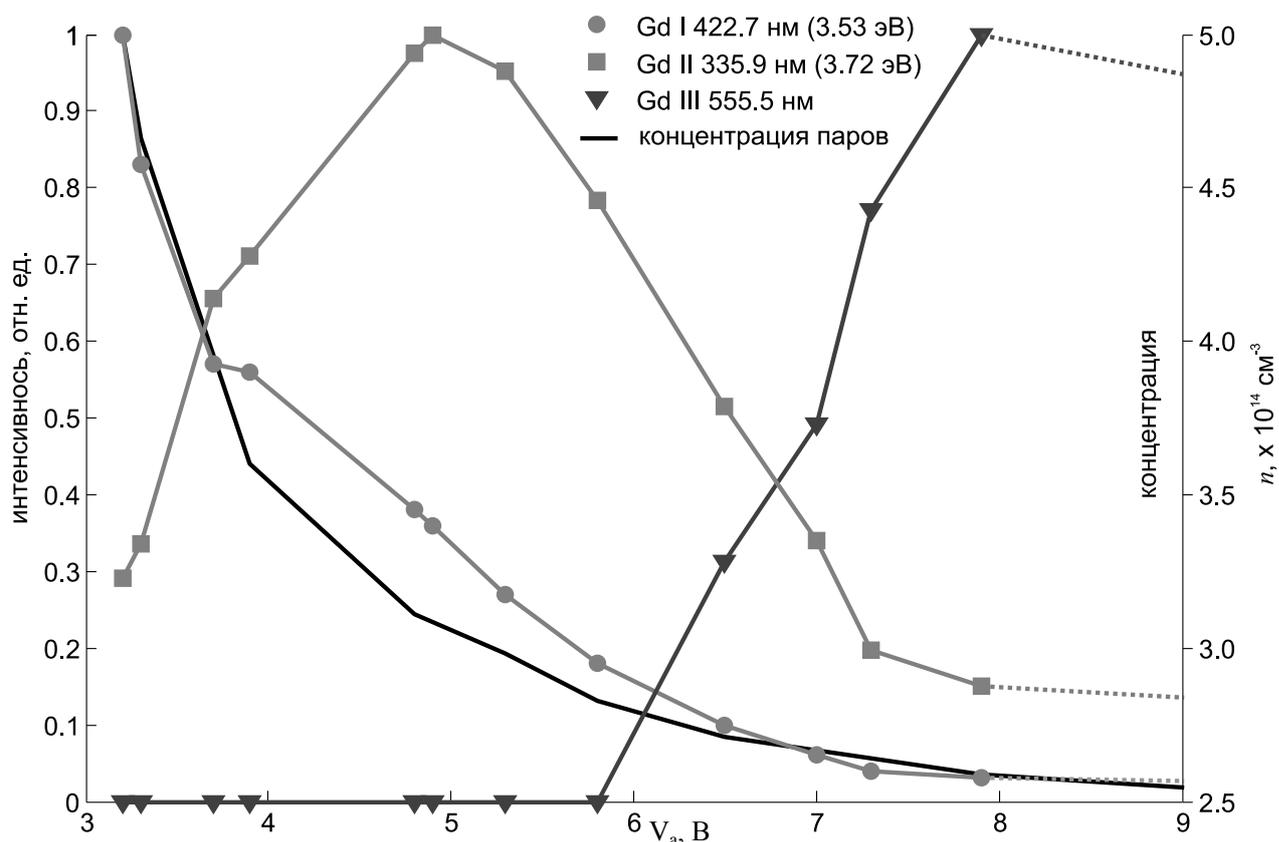


Рис. 2.14. Поведение интенсивности излучения линий гадолиния и концентрация его насыщенных паров в зависимости от напряжения разряда (Gd I — атомарный гадолиний, Gd II — однократный ион, Gd III — двукратный ион). Ток разряда  $I = 44$  А

сивность излучения однократных ионов гадолиния приходится на напряжение дуги около 5 В. Интенсивность же линии двукратно заряженного иона отлична от нуля при напряжении более 6 В. Таким образом, в режиме разряда при разности потенциалов в промежутке около 5 – 6 В можно ожидать появление плазмы высокой степени ионизации, представленной преимущественно однократными ионами [1].

### 2.4.3. Параметры ионной компоненты

Средний заряд тяжелых частиц в заанодной плазме измерялся при токе дуги 52 А. На рисунке 2.15 изображены зависимости полученного среднего заряда и вольтова эквивалента  $V_c$  теплового потока от напряжения на дуге. При напряжениях около 5 В значение среднего заряда ионов измеренного методом конденсационного зонда близко к единице, а вольтова эквивалента к нулю. Эти

данные согласуются с результатами спектральной диагностики (рисунок 2.14), и также свидетельствуют о близкой к 100% степени ионизации образующейся в данном режиме плазмы [1].

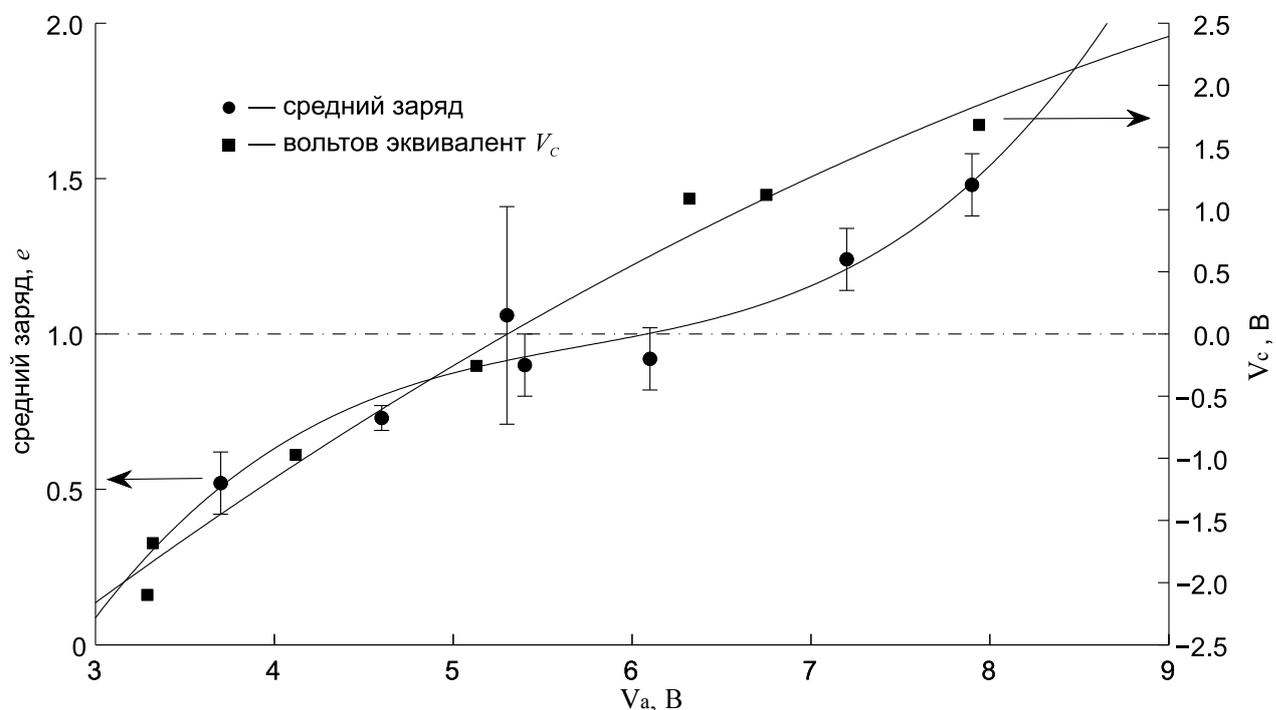


Рис. 2.15. Зависимость среднего заряда ионов и вольтова эквивалента теплового потока  $V_c$  от напряжения на дуге

Для определения кинетической энергии ионов плазмы, вылетающей в пространство за анодом разряда, предварительно одиночным зондом Ленгмюра измерялся электрический потенциал  $\varphi_{pl}$  в точке пространства, где устанавливался многосеточный зонд [9]. Типичная зависимость измеренного потенциала от напряжения на разряде при токе  $I = 50$  А представлена на рисунке 2.16. Также на нем приведены значения  $T_e$ . Зонд при этом располагался на расстоянии около 20 см над анодом.

На других токах дуги приведенные зависимости имеют аналогичный характер. При токе 30 А, потенциал плазмы монотонно возрастает от 4 до 6 В, а температура электронов от 0.5 до 1.7 эВ. При токе дуги 75 А и увеличении напряжения на дуге от 5 до 12 В, потенциал плазмы возрастает от 3 до 4 В, а температура электронов от 0.5 до 1.3 эВ.

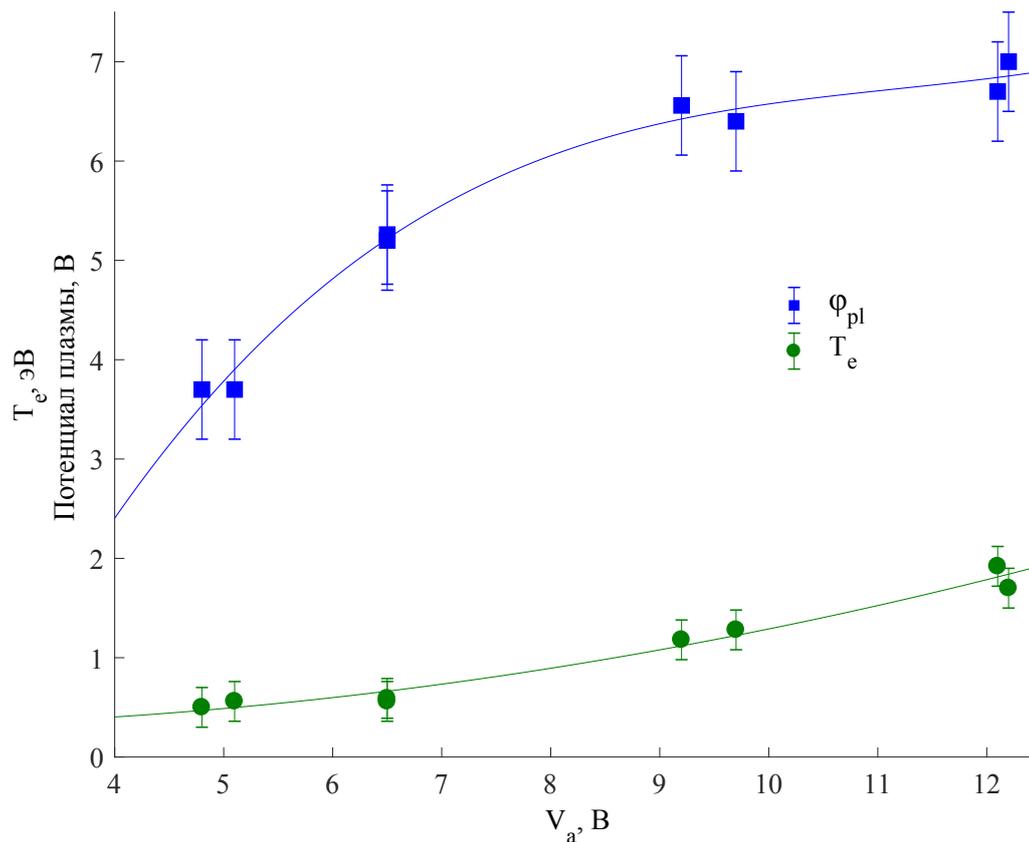


Рис. 2.16. Зависимости потенциала плазмы и температуры электронов от напряжения на дуге при токе  $I = 50$  А на расстоянии 20 см над анодом

На рисунке 2.17 приведены результаты измерения кинетической энергии ионов в дуге, то есть за вычетом величины потенциала плазмы (без учета кратности ионизации ионов), в зависимости от напряжения разряда для токов 30, 50 и 75 А. В зависимости от режима, значения наиболее вероятных энергий ионов гадолиния лежат в диапазоне 3 – 20 эВ и значительно превосходят тепловую энергию атомов и электронов [9].

Значения энергии на рисунке 2.17 получены без учета кратности ионизации ионов плазмы. Согласно рисунку 2.14 при напряжениях на дуге превосходящих 6 В в плазме появляются двукратно заряженные частицы. С учетом аппроксимации среднего заряда (рисунок 2.15) на большие напряжения, истинная величина максимальной энергии ионов для тока дуги 50 А может достигать значения 70 эВ при напряжении 12 В [9]. В наиболее благоприятном режиме

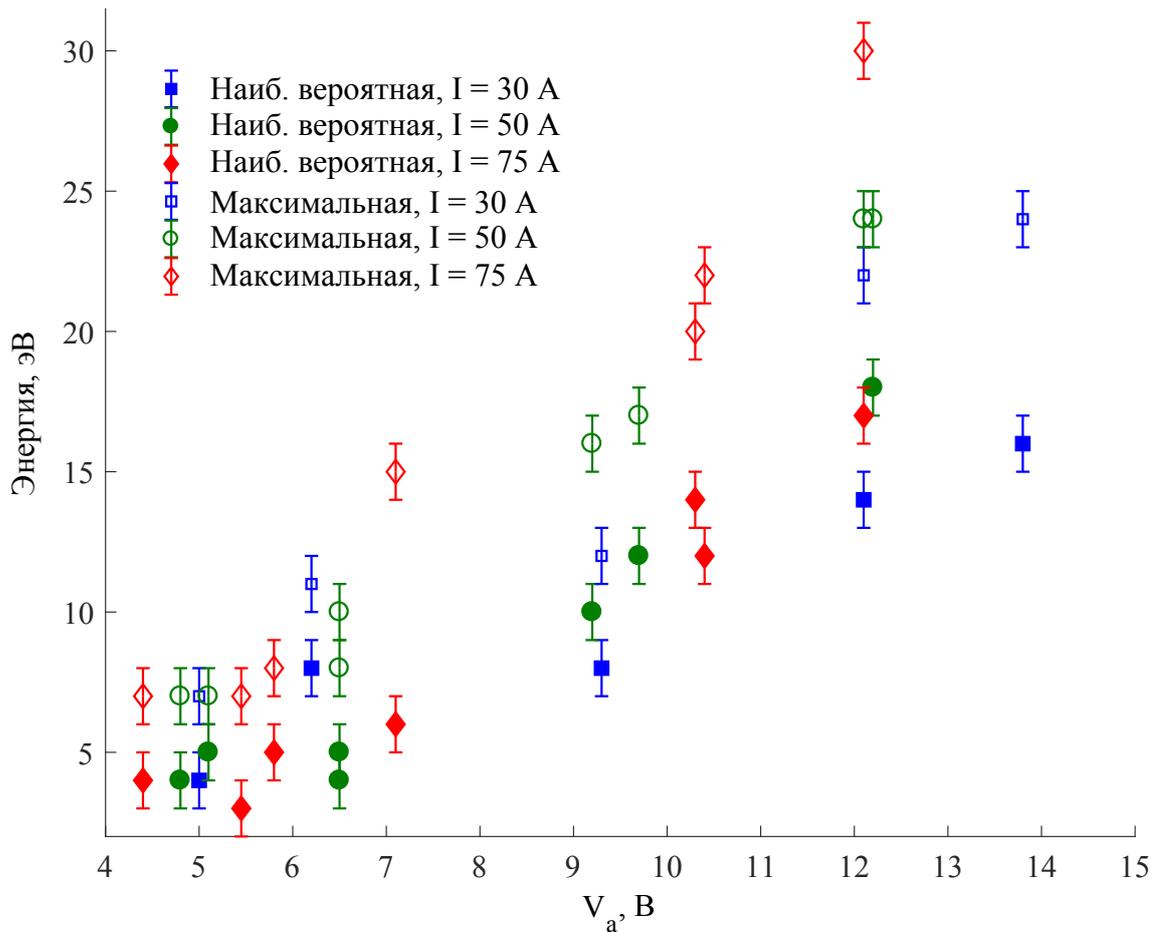


Рис. 2.17. Наиболее вероятные и максимальные энергии ионов в дуге на расстоянии 20 см над анодом, при токах 30, 50 и 75 А

дугового разряда ( $V_a = 5 - 6$  В), где ожидается образование плазмы высокой степени ионизации, представленной преимущественно однозарядными ионами, их максимальная кинетическая энергия не превосходит 10 эВ [9].

По данным [44] в контрагированной вакуумной дуге с гадолиниевым катодом кинетическая энергия ионов заметно больше средних значений измеренных нами и составляет около 50 эВ при напряжении на дуге 20 В и температуре электронов 1.7 эВ. Похожая разница в величинах энергий ионов наблюдалась в работе [50], где исследовались оба дуговых режима на углеродном катоде: «cathodic spot arc» и «cathodic distributed arc». Согласно данным [50] величина наиболее вероятной энергии ионов в контрагированном режиме составляла

25 эВ (при напряжении на дуге 20 В), а в распределенном режиме — 20 эВ (при напряжении на дуге около 30 В). Ток дуги в обоих случаях составлял 60 А, при этом средняя кратность ионов углерода была равна единице.

## 2.5. Оценка параметров плазмы в пространстве за анодом

Для практических применений необходимы расчеты параметров плазменной струи. Всю зону течения плазмы можно разделить на три области. Первая область охватывает межэлектродный промежуток, в котором происходит формирование сверхзвукового потока плазмы. Вторая область — это непосредственно отверстие в аноде, а третья область простирается от анода до коллектора, на который поступает струя плазмы. Одно из важных отличий процессов в этих трех областях заключается в характере изменения тока дуги. В первой области он остается постоянным по ее длине. Во второй области ток отбирается на анод и поэтому уменьшается к выходному сечению анода, в третьей области — он может практически отсутствовать. Именно такая ситуация реализовывалась в проведенных экспериментах. Ток утечки на стенки всей камеры не превышал 2 мА, при этом, по-видимому, основная часть тока утечки формируется в нижней части камеры между катодом и анодом, где концентрация частиц плазмы велика.

Для расчета параметров плазмы за анодом использовалась модель [54]. Граничные условия для этой области определяются из расчета параметров в межэлектродном промежутке и в области анода. Поскольку в плазме за анодом ток отсутствует, то она расширяется адиабатически, и кинетическая энергия ионов увеличивается за счет энтальпии электронов.

Далее принималось, что в выходном сечении анода поток является сверхзвуковым (число Маха на выходе из анода  $M_0 > 1$ ) и плазма расширяется в канале заданного сечения  $F(x)$ . Процессами ионизации и рекомбинации в плазме пренебрегалось, так что заряд ионов  $z_i$  считался постоянным как отношение

температур электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$  по потоку.

Изменение числа Маха  $M$  по длине канала в пространстве за анодом находится из решения дифференциального уравнения, которое следует из системы трех законов сохранения движения стационарного потока[54]:

$$\frac{M^2 - 1}{M^2(1 + M^2/3)} \frac{dM^2}{dx} = \frac{2}{F} \frac{dF}{dx} \quad (2.7)$$

Решение уравнения (2.7) имеет вид:

$$\frac{F(x)}{F_0} = \frac{M_0}{(1 + M_0^2/3)^2} \frac{(1 + M^2/3)^2}{M} \quad (2.8)$$

Для сечения канала принималась зависимость  $F(x) = F_0(1 + x^2tg^2\alpha)$ , где  $F_0$  — выходное сечение анода,  $\alpha$  — угол раскрытия струи. Из соотношения (2.8) при выбранной геометрии струи находятся распределение всех основных параметров плазмы вдоль потока:

Зависимость температуры электронов вдоль канала:

$$\frac{T_e(x)}{T_{e0}} = \frac{1 + M_0^2/3}{1 + M^2/3} \quad (2.9)$$

Кинетическая энергия ионов  $W_i$ [54]:

$$W_i = \frac{5}{6}M^2(T_i + z_iT_e) \quad (2.10)$$

Изменение кинетической энергии ионов по длине канала:

$$\frac{W_i(x)}{W_{i0}} = \frac{M^2}{M_0^2} \frac{1 + M_0^2/3}{1 + M^2/3} \quad (2.11)$$

Концентрация электронов:

$$\frac{n_e(x)}{n_{e0}} = \frac{F_0}{F(x)} \frac{M_0}{M} \sqrt{\frac{1 + M^2/3}{1 + M_0^2/3}} \quad (2.12)$$

Распределение потенциала в плазме по длине струи:

$$\varphi(x) = \varphi_0 - \frac{5}{2e}(T_{e0} - T_e(x)) = \varphi_0 - \frac{5}{6e}T_{e0} \frac{M^2 - M_0^2}{1 + M^2/3} \quad (2.13)$$

где  $\varphi_0$  — потенциал плазмы в выходном сечении анода, примерно равный его потенциалу.

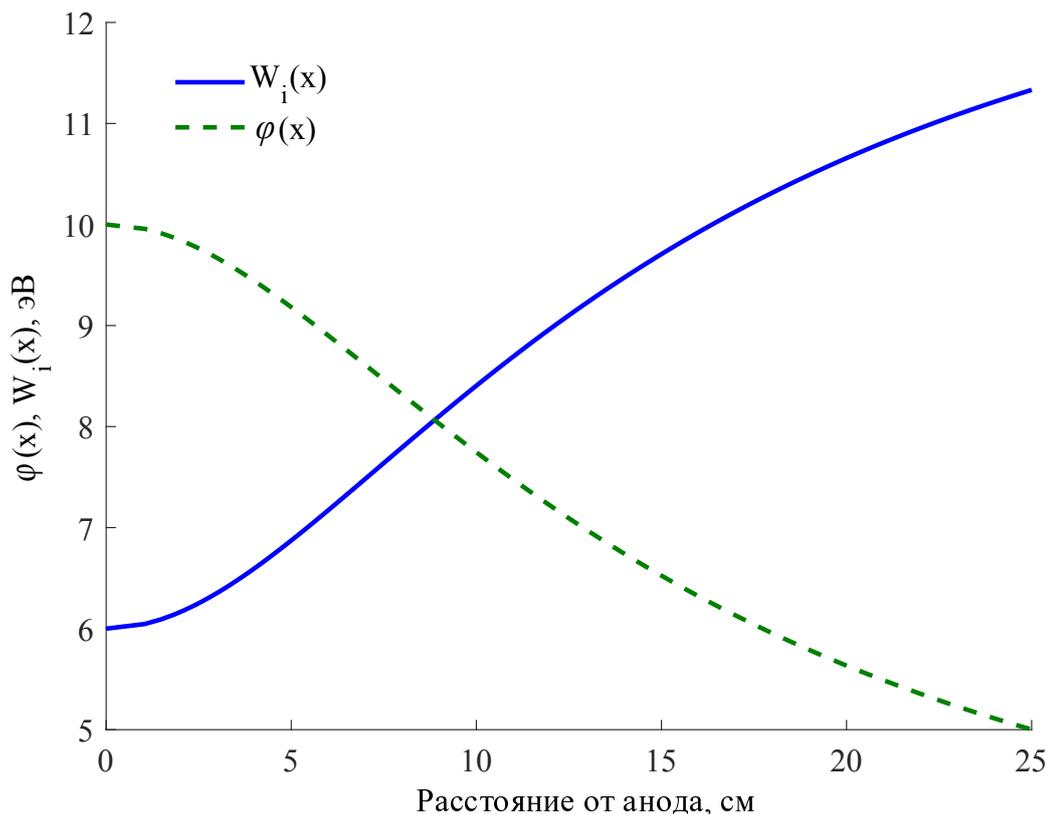


Рис. 2.18. Распределение потенциала плазмы  $\varphi(x)$  и кинетической энергии ионов  $W_i(x)$

Распределение параметров в плазме за анодом, полученные с использованием уравнений (2.7) – (2.13) приведены на рисунках 2.18 и 2.19. Значения свободных параметров  $M_0 = 1.5$ ,  $\text{tg}\alpha = 0.05$ ,  $T_{i0} = 0.2$  эВ выбраны так, чтобы примерно совпасть с экспериментальными данными на расстоянии 20 см. Значения  $\varphi_0 = 10$  В выбрано для соответствующего дугового режима по напряжению,  $T_{e0} = 3$  эВ — в соответствии с данными для измеренной электронной температуры внутри разрядного промежутка.

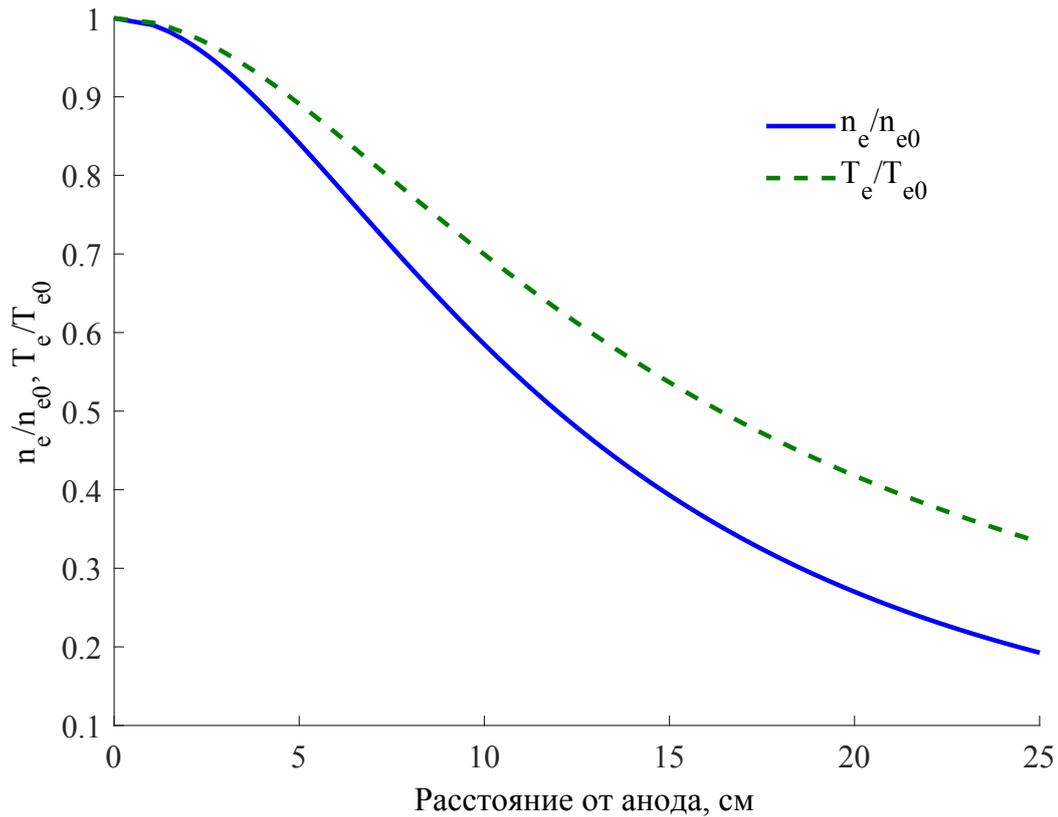


Рис. 2.19. Распределение концентрации  $n_e(x)$  и температуры электронов  $T_e(x)$

## 2.6. Выводы ко второй главе

В качестве выводов к главе можно выделить следующее. Были экспериментально исследованы параметры образующейся плазмы диффузной вакуумной дуги на катоде из гадолиния, моделирующего процессы испарения и ионизации урана. Измеренное интегральное радиальное распределение интенсивности излучения ионов и атомов гадолиния в столбе дуги позволило определить геометрические границы струи плазмы; в описанной конфигурации диаметр дуги составил 20 мм. Показано, что при помощи изменения температуры катода разряда, существует возможность варьировать параметры плазмы в широком диапазоне температур электронов, энергий ионов и зарядового состава. При помощи зондовых измерений выяснено, что условия ионизации плазмы в разрядном промежутке и заанодном пространстве являются подобными. В экспериментах были определены режимы работы разряда, при которых наблюдается макси-

мум интенсивности излучения линий однократно ионизованного гадолиния, где практически отсутствуют ионы кратности два. Таким образом, было установлено, что при напряжениях дуги около 5 – 6 В ожидается появление плазмы высокой степени ионизации, представленной однозарядными ионами, что удовлетворяет требованиям технологии плазменной сепарации. Подтверждением этого факта служит также зависимость среднего заряда ионов плазмы на выходе из анодного отверстия, величина которого близка к единице при напряжениях дуги около 5 В. Максимальная полная энергия ионов в этом режиме не превосходит 15 эВ. Измеренная средняя скорость испарения материала катода составила 1.7 – 2.8 мг/с, она может быть увеличена путем наращивания площади катода и тока разряда. С использованием полученных экспериментальных данных о параметрах плазмы был произведен расчет ее адиабатического расширения через отверстие в аноде. Результаты расчета позволили оценить распределение потенциала, концентрации плазмы, кинетической энергии ионов и температуры электронов в вдоль оси разряда во всем пространстве за анодом. Эти данные могут быть использованы впоследствии для разработки источников плазмы.

В целом представленные результаты свидетельствуют о том, что диффузный вакуумно-дуговой разряд с подогреваемым катодом как источник плазмы проводящего вещества, является перспективным с точки зрения задач плазменной сепарации. Благодаря чему исследование разряда было продолжено с использованием катодных материалов другого типа: нетермоэмиссионного металлического (Pb) и оксидного ( $\text{CeO}_2$ ).

## Глава 3

# Диффузная вакуумная дуга на нетермоэмиссионном катоде из свинца

В данной главе описаны результаты исследования впервые реализованной диффузной вакуумной дуги на катоде из нетермоэмиссионного свинца [2; 7]. Для этого использовался описанный в Главе 2 экспериментальный стенд, и применялись те же методы измерений характеристик плазмы. Геометрия катодного тигля в этих экспериментах, в связи с высокой скоростью испарения свинца, была несколько изменена, однако геометрия разрядного промежутка осталось той же. Особенностью изученного разряда являлось то, что величина атом-электронного отношения для свинца много больше единицы, поэтому вклад термоэмиссионного тока в разряд должен быть малым, в сравнении с дугой на катоде из Gd.

### 3.1. Зажигание дуги. Основные характеристики разряда

#### 3.1.1. Инициация разряда и его ВАХ

Давление насыщенных паров свинца величиной около 100 Па достигается при температуре 1.2 кК [64], поэтому рабочие температуры катода из Pb существенно ниже, чем в экспериментах с Gd. Кроме этого, оказалось, что в дуговом разряде на свинце существуют режимы только с разогревом катода плазмой, поэтому после инициации разряда температура тигля увеличивалась, что приводило к росту скорости эрозии Pb и ограничению времени работы разряда. Для увеличения продолжительности эксперимента тигель накрывался молибденовой крышкой высотой 2 мм, имевшей отверстие диаметром 6 мм. Также в экспериментах использовались тигли высотой 26 мм.

Инициация разряда осуществлялась по схеме, аналогично приведенной в

Главе 2. Свинец, чистотой не хуже 99.95%, в количестве 10 – 20 г закладывался в предварительно отожженный тигель. При помощи ЭЛП тигель нагревался до температуры  $T_c = 1.25$  кК. Далее на электроды прикладывалось напряжение от выпрямителя, и в результате либо сразу происходил пробой промежутка, и зажигалась дуга, либо загорался слаботочный разряд ( $I \approx 10$  мА,  $V_a \approx 340$  В). В большинстве случаев слаботочный разряд переходил в дугу при незначительном увеличении температуры тигля. Результаты исследований слаботочного разряда в парах Рb [6] приведены в конце данной главы.

В ходе экспериментов был получен вакуумный дуговой разряд с ДКП на подогреваемом катоде из Рb в диапазоне токов 10 – 75 А, и напряжений 11 – 25 В (при мощностях ЭЛП  $N = 0 - 150$  Вт). Температура тигля в зависимости от тока и мощности подогрева  $N$  изменялась в диапазоне 1.2 – 1.6 кК. Внешний подогрев тигля был необходим только для зажигания разряда, после инициации дуги он мог быть отключен ( $N = 0$ ), такой режим будет называться самостоятельным. Необходимо отметить, что работа выхода свинца  $\varphi_e = 4.0$  эВ [64], и плотность тока термоэлектронной эмиссии, рассчитанная по формуле Ричардсона-Дэшмана [37] при характерной температуре катода (1.4 кК), составляет  $j_{em} \approx 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>, что на шесть-семь порядков меньше средней плотности тока дуги на катоде  $J_c \approx 5 - 20$  А/см<sup>2</sup>. При оценке величины плотности тока  $J_c$  принималось, что ток дуги замыкается только на дно тигля.

На рисунке 3.1 приведена ВАХ самостоятельного разряда ( $N = 0$ ) на катоде из Рb, а также аналогичные данные для разрядов на Gd и Cr из работы [55]. Для дуг на катодах из Gd и Cr характерны падающие ВАХ, тогда как дуга на свинцовом катоде демонстрирует рост напряжения при увеличении тока разряда.

На рисунке 3.2 приведена температура тигля  $T_c$  и напряжение на дуге  $V_a$  в зависимости от мощности ЭЛП. С увеличением мощности до 100 Вт напряжение на свинцовой дуге растет, при более высокой мощности ЭЛП наблюдается тенденция к стабилизации и даже снижению напряжения. В разрядах на Gd

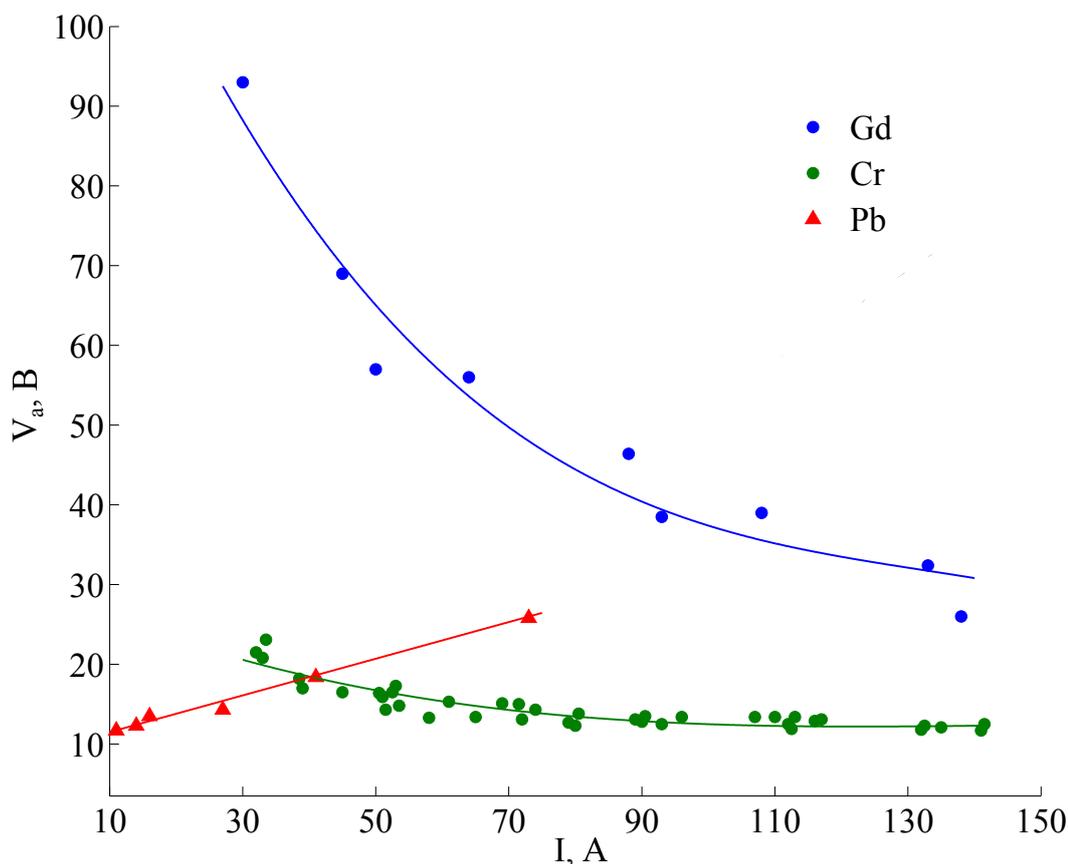


Рис. 3.1. ВАХ самостоятельного разряда с ДКП на катодах из Pb, Cr и Gd

и Cr напряжение  $V_a$  монотонно уменьшалось с ростом мощности: на Gd — до  $\sim 3$  В [52], а на Cr — до  $\sim 7$  В [55].

### 3.1.2. Контроль диффузного замыкания тока дуги на катоде

Отсутствие контракции тока дуги и капель катодного материала в потоке определялись по стационарности светимости плазмы на видеозаписи эксперимента, а также по отсутствию существенных хаотических колебаний напряжения разряда на осциллограммах напряжения.

Кадры видеосъемки вакуумного дугового разряда с ДКП на горячем катоде из Pb, приведены на рисунке 3.3. В начальной стадии эксперимента, когда уровень расплавленного Pb в тигле достаточно высок, в разряде фиксируется вылет капель, скорость которых превышает 1 м/с. Аналогичное появление капель наблюдается при испарении Pb из того же тигля без дуги. По прошествии

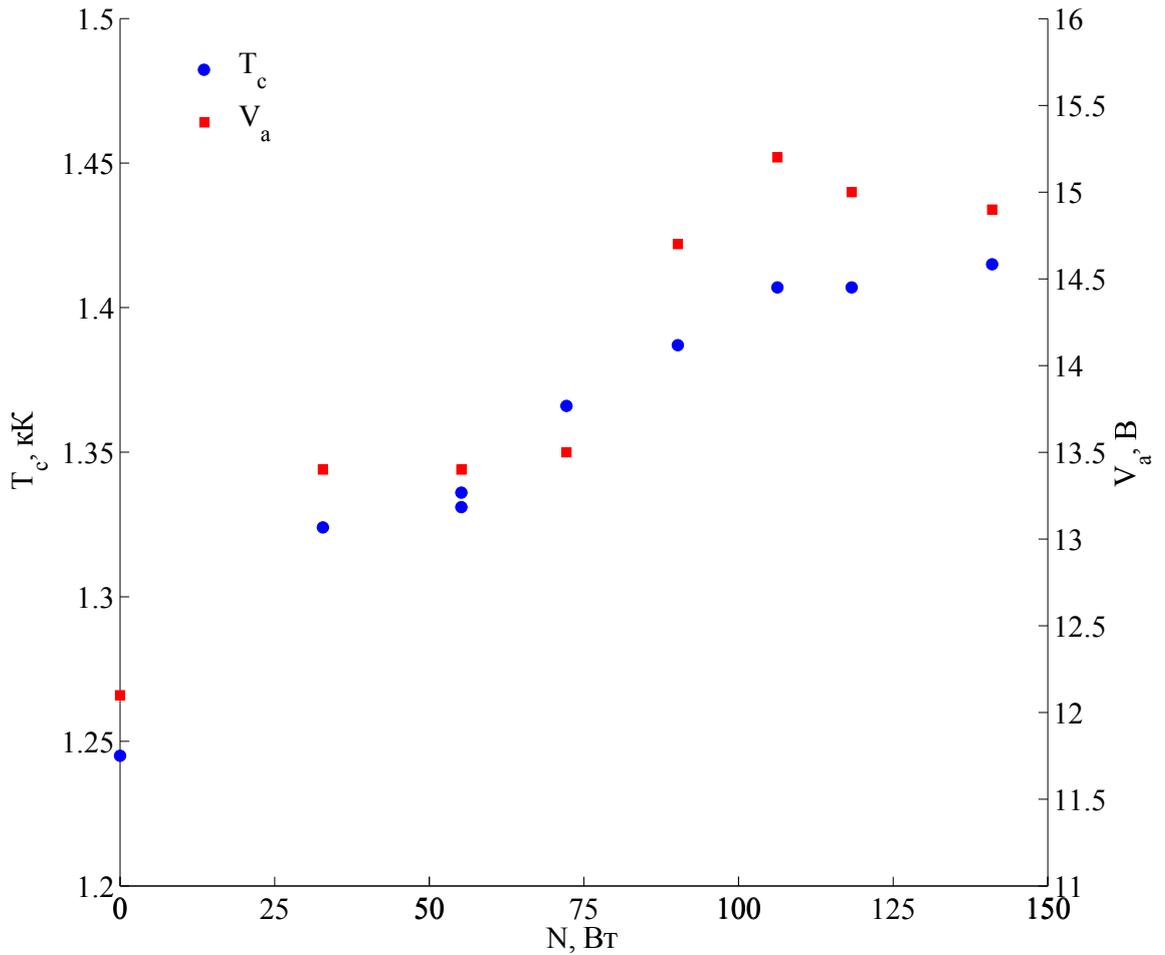


Рис. 3.2. Зависимость температуры тигля и напряжения на дуге от мощности подогрева ( $I = 14 \text{ A}$ )

нескольких минут, вследствие уменьшения количества рабочего вещества, вылет каплей прекращается. Этот процесс контролировался как визуально (видеосъемка разряда, скорость затвора видеокамеры 0.04 с), так и посредством осциллографирования напряжения дуги.

На рисунке 3.4 приведены осциллограммы напряжений в стационарном режиме (а) и в режиме с одиночным броском напряжения (b), вызванным вылетом капли. Из рисунка 3.4 также видно, что в исследованном разряде не наблюдаются хаотические пульсации напряжения, которые характерны для разряда с катодными микропятнами [41].

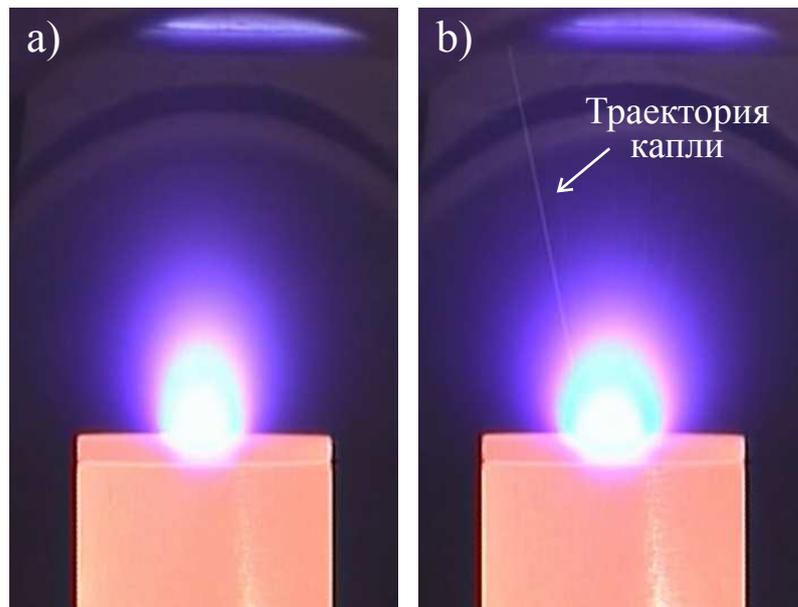


Рис. 3.3. Фотография вакуумной дуги на катоде из свинца  $I = 14$  А,  $V_a = 13.5$  В,  $T_c = 1.33$  кК:  
 а — стационарный разряд, б — режим с микрокаплями

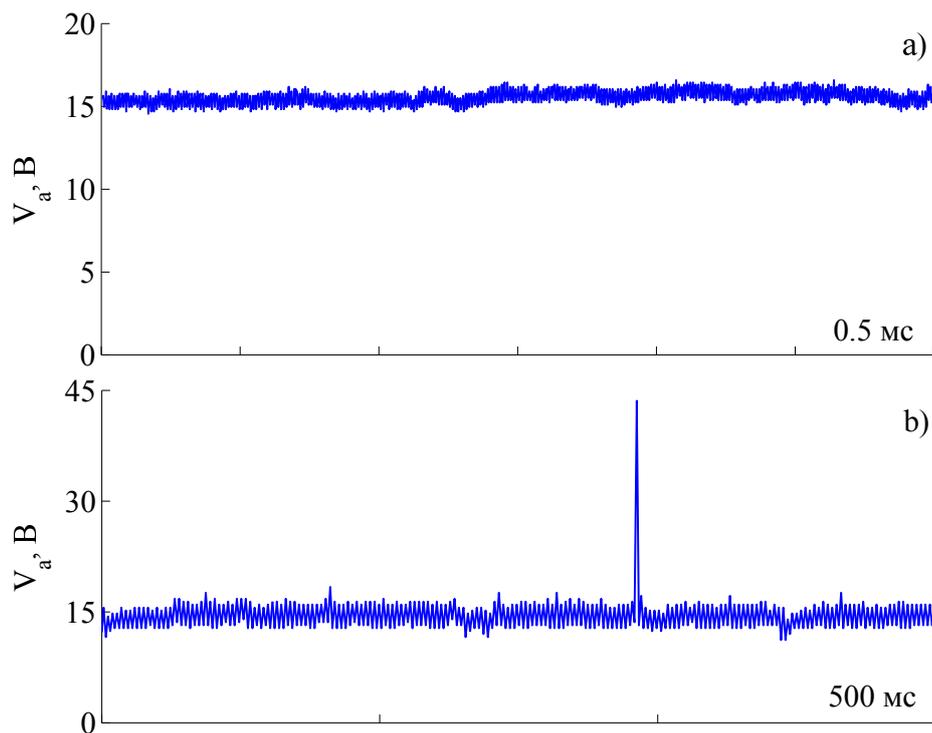


Рис. 3.4. Осциллограммы напряжения дуги ( $I = 26$  А) стационарного режима (а) и режима с одиночным броском напряжения (б)

## 3.2. Скорость испарения катода

Скорость испарения свинца в дуге  $G_a$  по-прежнему измерялась методом взвешивания тигля до и после эксперимента. Наряду с этим по схеме, изложенной в работе [77], рассчитывалась скорость испарения свинца без дуги  $G_0$ . В [77] для расчета скорости испарения  $G_0$  в режиме сплошной среды используется модель, в которой область течения пара разбивается на две зоны: тонкий неравновесный Кнудсеновский слой у поверхности испарения и внешнюю основную область течения вне этого слоя.

Расход свинца во внешней области течения с площадью поперечного сечения  $F_s$  рассчитывается по формуле:

$$G_0 = m_a n_0 u_0 F_s, \quad (3.1)$$

где  $n_0$  и  $u_0$  — концентрация и скорость пара,  $m_a$  — масса атома. Соотношение (3.1) можно представить в виде:

$$G_0 = M_0 F_s P_0 \sqrt{\frac{\gamma m_a}{k_B T_0}}, \quad (3.2)$$

где  $P_0$  и  $T_0$  — давление и температура пара,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $M_0 = u_0 \sqrt{\rho_0 / \gamma P_0}$  — число Маха для идеального газа,  $\rho_0$  — плотность пара. Задание граничных условий  $P_0/P_s = \alpha(M_0)$ ,  $T_0/T_s = \beta^2(M_0)$  на фронте испарения, связывающих величины  $P_0$  и  $T_0$  с давлением насыщенных паров  $P_s$  и температурой поверхности  $T_s$ , позволяют переписать выражение (3.2) в виде:

$$G_0 = g(M_0) F_s P_s \sqrt{\frac{m_a}{2\pi k_B T_s}}, \quad (3.3)$$

где газокинетический коэффициент испарения для одноатомного газа  $g(M_0) = \sqrt{10\pi/3} M_0 \alpha(M_0) / \beta(M_0)$  учитывает отличие скорости испарения от максимально возможной величины, которая достигается при испарении в вакуум в Кнудсеновском режиме ( $g = 1$ ).

Число Маха  $M_0$  определяется геометрией течения. Уравнение для числа Маха  $M$  следует из системы трех законов сохранения для стационарного потока в канале заданного сечения  $F(x)$ , где  $x$  — продольная координата [54]:

$$\frac{M^2 - 1}{M^2(1 + (\gamma - 1)M^2/2)} \frac{dM^2}{dx} = \frac{2}{F} \frac{dF}{dx} \quad (3.4)$$

Из (3.4) следует, что, если сечение канала меняется немонотонно, а давление на бесконечности равно нулю, то в минимальном сечении канала  $F(x) = F_m$  число Маха равно 1. Из этого условия находится выражение, определяющее значение числа Маха  $M_0$ , в зависимости от отношения площадей минимального сечения канала  $F_m$  и площади испаряющейся поверхности  $F_s$  ( $\gamma = 5/3$ ):

$$\frac{F_s}{F_m} = \frac{1}{M_0} \left[ \frac{3 + M_0^2}{4} \right]^2 \quad (3.5)$$

При расчете коэффициента испарения  $g$  была использована аппроксимация граничных условий, полученных в работе [78]:

$$\frac{P_0}{P_s} = \alpha(M_0) = \frac{1 + \frac{9}{8}\sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0 + \frac{5}{3}M_0^2 \left(1 + \frac{1}{8}\sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0\right)}{\left(1 + \frac{5}{3}M_0^2 + \sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0\right) \left(1 + \frac{5}{3}M_0^2 + \frac{5}{4}\sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0 \left(1 + \frac{M_0^2}{3}\right)\right)} \quad (3.6)$$

$$\frac{T_0}{T_s} = \beta^2(M_0) = \frac{\left(1 + \frac{5}{3}M_0^2 + \sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0\right)^2}{\left(1 + \frac{5}{3}M_0^2 + \frac{5}{4}\sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0 \left(1 + \frac{M_0^2}{3}\right)\right)^2} \quad (3.7)$$

Приведенные граничные условия (3.6) и (3.7) примерно соответствуют середине возможного диапазона значений  $\alpha(M_0)$  и  $\beta^2(M_0)$ , указанного в [78]. На рисунке 3.5 проиллюстрированы рассчитанные зависимости числа Маха  $M_0$  на поверхности, коэффициента испарения  $g$ , а также отношение концентраций паров над поверхностью и концентрацией насыщенных паров  $n_0/n_s$  в зависимости от отношения сечений  $F_m/F_s$ .

В условиях экспериментов (тигель с крышкой) отношение площадей составляло  $F_m/F_s = 0.09$ , тогда из уравнения (3.5) находим, что  $M_0 = 0.05$  и

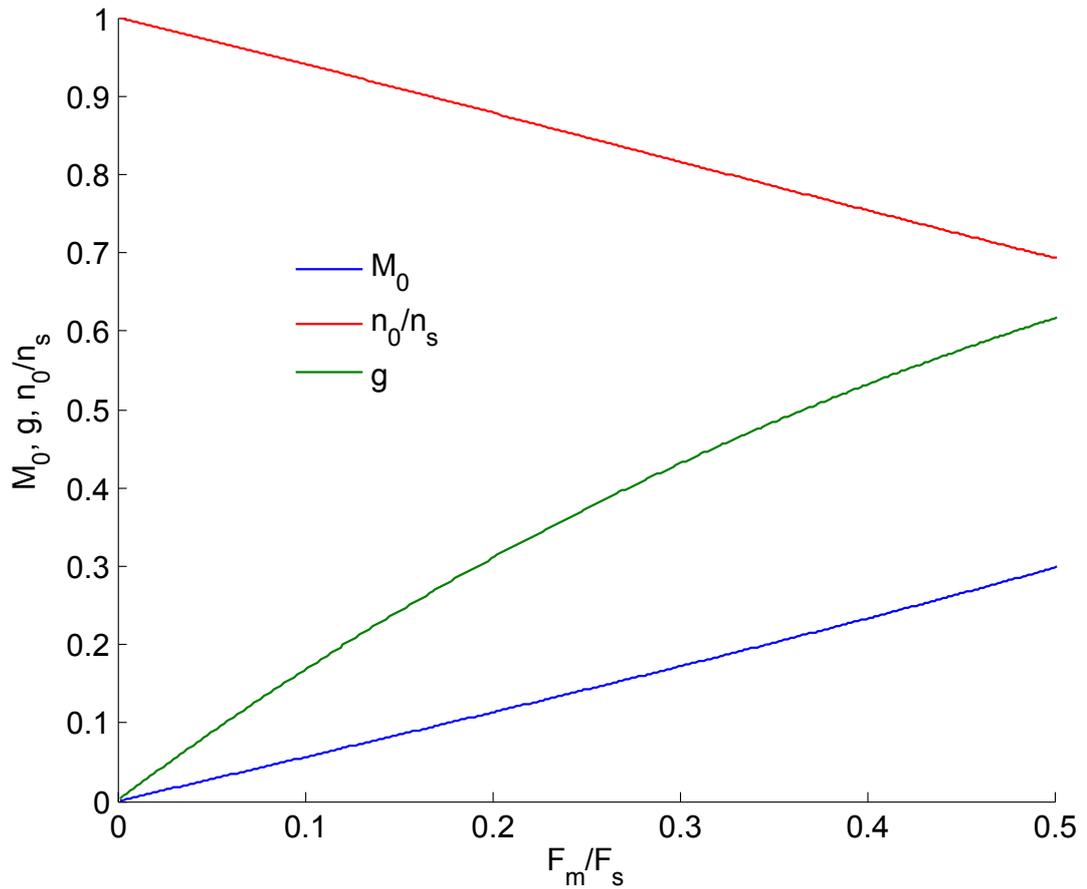


Рис. 3.5. Параметры потока пара в зависимости от отношения площадей сечений

далее  $n_0/n_s = 0.95$ ,  $g = 0.15$ . С использованием зависимости давления насыщенных паров свинца от температуры [64], получаем окончательную формулу для скорости испарения  $G_0$  в зависимости от измеряемой температуры тигля:

$$G_0 = 9.39 \times 10^8 \sqrt{\frac{1}{T_c}} \exp\left(-\frac{22.646}{T_c}\right) \quad (3.8)$$

где температура тигля  $T_c$  выражена в [кК], а скорость испарения  $G_0$  — в [мг/с].

В контрольном эксперименте, когда тигель со свинцом нагревался с помощью ЭЛП (без дуги), было установлено, что рассчитанная по формуле (3.8) скорость термического испарения согласуется с экспериментальной в пределах погрешности 10%. Сравнение скоростей испарения Рb, зафиксированных в экспериментах с дугой  $G_a$ , и скорости испарения без дуги  $G_0$ , рассчитанной по формуле (3.8), приведено на рисунке 3.6. Согласно этим данным, скорость испарения Рb в разряде оказывается примерно вдвое меньше, чем без него. Ана-

логичное уменьшение скорости испарения подогреваемого катода из Gd в дуге по сравнению со скоростью термического испарения было получено в ранних работах по исследованию дуги на катоде из Gd [54].

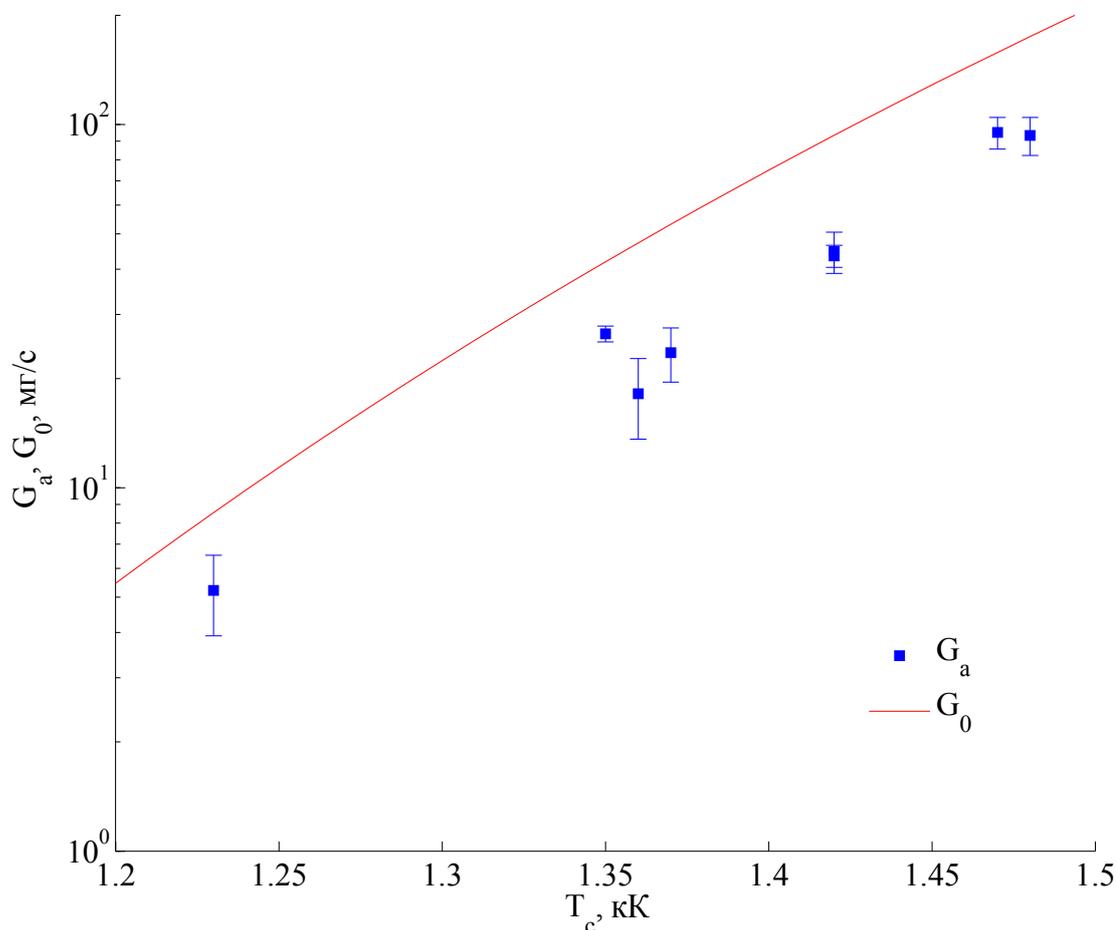


Рис. 3.6. Скорость эрозии свинца в дуге  $G_a$  и расчетная скорость испарения в вакууме  $G_0$ .

Другими словами, представленные данные показывают, что в условиях проводившихся экспериментов без дуги примерно 85% испарившихся атомов возвращались обратно на поверхность свинца, не вылетая из тигля (коэффициент испарения  $g = 0.15$ ). В дуговом же разряде 90 – 95% испарившихся атомов свинца возвращались на катод в виде атомов или ионов [2].

Удельная эрозия свинцового катода дуги в проведенных экспериментах лежала в диапазоне 1 – 2.8 мг/Кл, а соответствующий коэффициент электропереноса составил  $\chi = 0.5 - 1.3$  ат/эл [2].

### 3.3. Тепловой поток на катод

В диффузной дуге на свинце также была определена мощность  $Q_c$ , поступающая из плазмы на катод. Для этого сначала измерялась зависимость температуры катода от мощности подогрева в отсутствие дуги  $T_c(N_0)$  (калибровочная кривая,  $I = 0$ ), затем — аналогичная зависимость  $T_c(N_a)$  при горящем дуговом разряде ( $N_0$  — мощность ЭЛП при калибровке,  $N_a$  — мощность ЭЛП при горячей дуге). Предположив, что потери энергии тиглем за счет теплового излучения и теплопроводности через элементы конструкции зависят только от его температуры  $T_c$ , и приняв во внимание балансы потоков энергии на катод для случая нагрева только при помощи ЭЛП и случая «ЭЛП + дуговой разряд» (температура катода для обоих случаев одинакова), по аналогии с [52] было получено, что:

$$N_0 - N_a = Q_c + N_{ev0} - N_{ev} - N_{em} \quad (3.9)$$

где  $N_{ev0}$  и  $N_{ev}$  — мощности потерь энергии на испарение атомов при калибровке и горячей дуге соответственно,  $N_{em}$  — потери энергии на эмиссию электронов. Разделив уравнение (3.9) на ток дуги  $I$ , получаем соотношение для вольтова эквивалента  $V_c$  мощности  $Q_c$ :

$$V_c = V_h - (G_0 - G_a)(q_{ev} + 2k_B T_c / m_a) / I + (\varphi_e + 2k_B T_c) S_e / e \quad (3.10)$$

где  $V_h = (N_0 - N_a) / I$ ,  $q_{ev} = 0.8$  кДж/г — теплота испарения Рб [64],  $S_e$  — доля тока термоэлектронной эмиссии на поверхности катода. Последнее слагаемое в уравнении (3.10) представляет собой потери энергии на эмиссию электронов [52].

На рисунке 3.7 приведена калибровочная зависимость температуры пустого тигля  $T_c(N_e)$  ( $N_e$  — мощность ЭЛП при нагреве пустого тигля) и ее аппроксимация степенной зависимостью. На основе этой аппроксимации с использовани-

ем данных раздела 3.2 была рассчитана калибровочная кривая  $T_c(N_0)$  соответствующая нагреву тигля со свинцом в отсутствии дуги, учитывающая мощность потерь на испарение атомов:

$$N_0 = N_e + G_0(q_{ev} + 2kT_c/m_a) \quad (3.11)$$

Как видно из рисунка 3.7, расчетная кривая  $T_c(N_0)$  согласуется с экспериментальными точками, что подтверждает достоверность вычисления  $G_0$ .

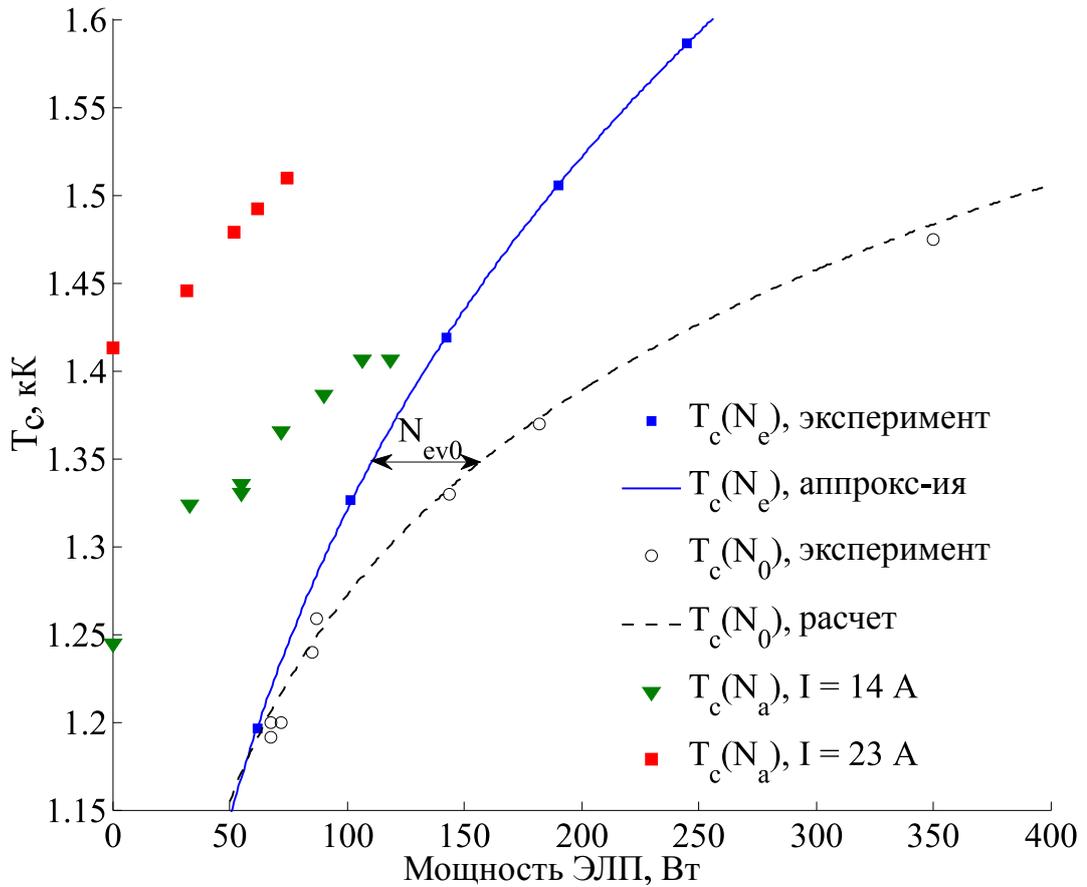


Рис. 3.7. Тепловые потоки из плазмы на катод дуги.  $T_c(N_e)$  — калибровочная кривая для пустого тигля,  $T_c(N_0)$  — калибровочная кривая для тигля со свинцом,  $T_c(N_a)$  — зависимость температуры катода дуги от мощности ЭЛП,  $N_{ev0}$  — мощность потерь на испарение атомов

На рисунке 3.7 также приведены зависимости температуры тигля  $T_c(N_a)$  при токах дуги 14 и 23 А. Для малых  $T_c$ , в связи с незначительными потерями на испарение, мощность, поступающая из плазмы на катод дуги, равна разности между мощностями ЭЛП, обеспечивающими одну и ту же температуру в дуговом и калибровочном экспериментах. В общем же случае, необходимо поль-

зоваться уравнением (3.10), учитывая тот факт, что скорости испарения РЬ в дуге и без дуги при одинаковой температуре отличаются.

На основании данных раздела 3.2 для проведенных серий экспериментов принималось, что  $G_a = 0.5G_0$ . В соответствии с этим, рассчитанный по (3.10) ВЭ  $V_c$  для тиглей высотой 26 и 14 мм и токах дуги от 13 до 43 А изменялся в диапазоне 4 – 10 В. Отношение  $V_c$  к напряжению на дуге было 0.3 – 0.5.

Как показывают полученные данные, тепловые режимы работы свинцового катода, также как и хромового [55], кардинально отличаются от теплового режима катода из гадолиния [1; 52]. При достаточно большой мощности подогрева катода из Gd тепловой поток из плазмы  $Q_c$  сравнивается с потерями на эмиссионное охлаждение, ВЭ теплового потока  $V_c$  стремится к нулю, и дуга охлаждает гадолиниевый катод. При этом доля тока термоэлектронной эмиссии  $S_e$  близка к единице [52]. В разряде на РЬ во всех режимах эффекта охлаждения катода не наблюдалось [2].

### 3.4. Зондовые и спектральные измерения плазмы свинца

Измерение электронной температуры плазмы дуги проводились одиночным зондом Ленгмюра в пространстве за анодом разряда на расстоянии около 7 см от него. На рисунке 3.8 представлены зависимости температуры электронов  $T_e$  от тока дуги  $I$  для самостоятельного разряда ( $N = 0$ ), а также зависимость  $T_e$  от мощности  $N$  при токе дуги  $I = 14$  А.

Согласно данным рисунков 3.1, 3.2, 3.8 несмотря на то, что напряжение разряда возрастает, температура электронов уменьшается, как с увеличением тока дуги, так и с увеличением мощности подогрева тигля. Это, может быть, связано с увеличением концентрации пара в разрядном промежутке. По данным рисунка 3.2 для тока дуги 14 А при увеличении мощности ЭЛП с 30 до 110 Вт температура катода увеличивается с 1.3 до 1.4 кК. Это увеличение температуры приводит к возрастанию втрое концентрации насыщенных паров РЬ с  $1.4 \times$

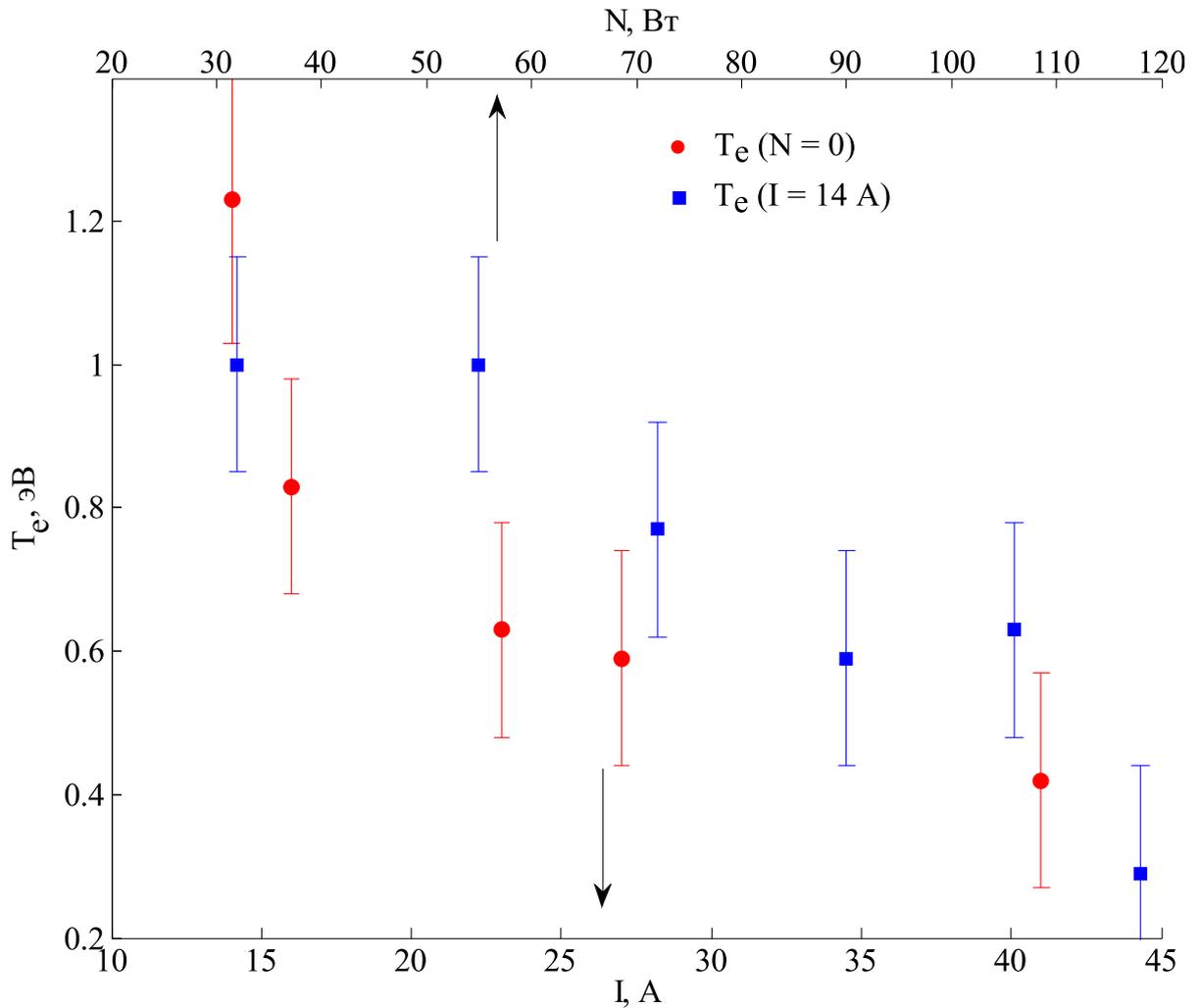


Рис. 3.8. Температуры электронов в заанодной области разряда на расстоянии 7 см от анода при независимом изменении тока дуги и мощности ЭЛП

$10^{16} \text{ см}^{-3}$  до  $4.2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  [64]. Как видно из рисунка 3.8, при таком увеличении концентрации насыщенного пара температура электронов уменьшилась также примерно втрое.

Определение среднего заряда тяжелых частиц  $Z_i$  производилось при помощи конденсационного зонда. В этих экспериментах ток дуги изменялся в диапазоне 17 – 37 А, напряжение на разряде было около 15 В. Максимальная плотность ионного тока на коллектор в режиме насыщения составляла  $\sim 15 \text{ мА/см}^2$ . При увеличении тока средний заряд ионов в заанодной плазме уменьшался с 0.28 до 0.17.

Компонентный анализ плазмы, выполненный на основе спектральных измерений, показал, что в плазме присутствуют как атомы и ионы Рb, так и ато-

мы молибдена — материала тигля. Отметим, что в экспериментах с катодом из Cr [79], при даже более высокой температуре тигля  $\sim 2$  кК в плазменной струе регистрировались только линии атомов и ионов хрома. Возможно, что появление атомов молибдена в плазме имеет нетермическую природу. Также следует отметить, что потери массы молибденового тигля ( $\sim 10$  мг) были на три порядка меньше, чем испаряющаяся масса свинца в течение эксперимента.

Как видно из представленных данных, плазма свинца в полученной диффузной дуге характеризуется меньшим значением  $T_e$  и средним зарядом ионов  $Z_i$  чем плазма гадолиния, исследованная в Главе 2. Это различие можно объяснить отличающимися значениями коэффициента электропереноса  $\chi$ . Для Gd ( $\chi \approx 0.025$  ат/эл) значительно меньше, чем для Pb ( $\chi \approx 0.9$  ат/эл), то есть на каждый испарившийся атом Gd в разряде приходится примерно на порядок больше энергии.

### 3.5. Механизм замыкания тока и баланс энергии на свинцовом катоде

В работах [52; 53] было показано, что на Gd катоде доля тока термоэмиссии в самостоятельном разряде составляет  $S_e \sim 0.9$ . Существенное отличие характеристик этого разряда от разряда на Pb может объясняться различием в механизмах переноса заряда.

Полученные результаты говорят в пользу гипотезы об ионном переносе заряда на Pb катоде. В диффузном вакуумном дуговом разряде плотность ионного тока на катоде можно рассчитать по формуле:

$$J_i \simeq eZ_i f \frac{p_s}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_c}} \quad (3.12)$$

где  $f$  — доля частиц, вернувшихся при испарении обратно на катод,  $Z_i$  — их средний заряд. При  $f = 1$  и  $Z_i = 1$  плотность ионного тока достигает максимального значения  $J_{im}$  и соответствует случаю, когда все испаренные атомы

возвращаются на катод в виде ионов. Свинец при характерной температуре катода  $T_c \approx 1.4$  кК имеет давление насыщенных паров  $p_s \approx 0.85$  кПа [64], соответственно,  $J_{im} \approx 67$  А/см<sup>2</sup>. Как следует из оценок, приведенных в разделе 3.2, для разряда на свинце  $f \approx 0.9$ . Поэтому, если средний заряд тяжелых частиц, возвращающихся на катод, равен  $Z_i \approx 0.17$ , то величина ионного тока оказывается достаточной для переноса заряда на поверхности катода. Это значение заряда согласуется со средним зарядом частиц, измеренным в заанодной плазме.

Данные о тепловом потоке на катод для самостоятельного разряда на Рb позволяют оценить кинетическую энергию ионов вблизи его поверхности  $W_i$ . Если принять, что заряд на катоде переносится только однократно заряженными ионами, и пренебречь другими источниками нагрева катода, то величина ВЭ есть:

$$V_c \simeq (W_i - \varphi_e + V_i)/e \quad (3.13)$$

где  $V_i$  — потенциал ионизации атома Рb. Тогда, используя значения  $V_c$ , получаем, что энергия ионов  $W_i$  вблизи поверхности свинцового катода изменяется в пределах 1 – 7 эВ. Из энергии  $W_i$  можно оценить концентрацию ионов на поверхности катода:

$$n_{i0} \simeq \frac{J_c}{e} \sqrt{\frac{2W_i}{m_a}} \quad (3.14)$$

На свинцовом катоде характерное значение плотности  $J_c \approx 10$  А/см<sup>2</sup> тогда из (3.14) следует, что при  $W_i \approx 3$  эВ концентрация ионов —  $n_{i0} \approx 4 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, т.е. степень ионизации плазмы на катоде превышает 1% [2].

### 3.6. Слаботочный разряд в сверхзвуковом потоке паров свинца

При экспериментах с вакуумным разрядом, горящим в парах свинца, было установлено, что при одной и той же геометрии электродного промежутка и одинаковой температуре свинца возможно существование двух разных форм разряда: слаботочного с током порядка 10 мА и напряжением горения около 340 В, и дугового с током порядка 20 А и напряжением горения около 15 В. Слаботочный разряд мог существовать десятки секунд, и только потом перейти в дуговой. Далее представлены результаты исследования слаботочного разряда [6].

Характер свечения разряда мог значительно изменяться. Наиболее часто наблюдался разряд в виде конуса (рисунок 3.9а). На короткий промежуток времени (1 – 3 с) мог появляться разряд в виде пережатого конуса (рисунок 3.9б), также наблюдался одиночный плазменный сгусток (рисунок 3.9с). Возникавшие неоднородности свечения, которые видны на рисунках 3.9б и 3.9с, могли перемещаться вдоль оси разряда со скоростью 3 – 10 мм/с. После выключение ЭЛП разряд сразу уже утрачивал коническую форму, при этом интенсивность свечения плазмы вблизи выходного сечения тигля резко увеличивалась (от рисунка 3.9д к рисунку 3.9е). Вероятно, на форму свечения оказывали влияние электроны, утекающие из ЭЛП. Последняя форма разряда существовала несколько секунд. По мере остывания тигля разряд принимал вид иголки (рисунок 3.9ф). При  $T_c \simeq 1.17$  кК разряд погасал. Минимальная температура тигля, при которой возникал разряд, была практически такой же —  $T_c \simeq 1.19$  кК ( $n_s \simeq 3.3 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>).

В одном из экспериментов слаботочный разряд существовал до полного испарения Рв. Термограмма тигля в этом эксперименте показана на рисунке 3.10. Изменение  $T_c$  со временем связано с увеличением мощности ЭЛП  $N$  и влиянием потерь энергии на испарение свинца. До подачи напряжения на электроды

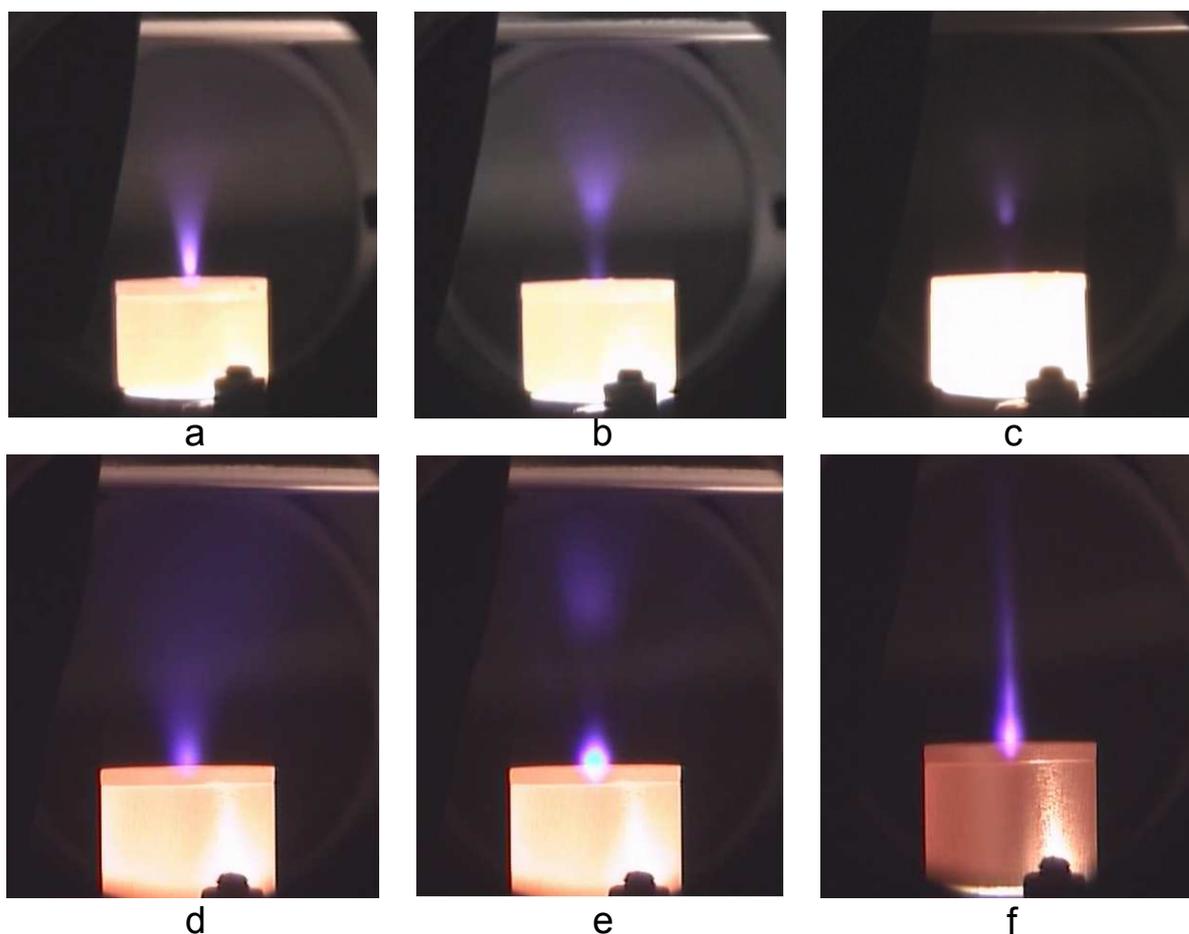


Рис. 3.9. Формы слабого разряда: (a) —  $T_c = 1.27$  кК; (b) —  $T_c = 1.29$  кК; (c) —  $T_c = 1.43$  кК; (d) —  $T_c = 1.33$  кК; (e) —  $T_c = 1.33$  кК; (f) —  $T_c = 1.19$  кК

$N = 70$  Вт и  $T_c = 1.24$  кК. После этого в момент времени  $t = 300$  с была увеличена мощность подогрева до 90 Вт. Разряд загорелся после подачи напряжения при  $t = 320$  с, когда  $T_c = 1.26$  кК. После этого мощность  $N$  постепенно была увеличена до 150 Вт. Это привело к росту  $T_c$ , однако разряд не переходил в дугу. В этом режиме  $T_c$  была ограничена потерями мощности на испарение РЬ. Разряд погас в момент времени  $t = 715$  с, когда  $T_c = 1.44$  кК. К этому моменту времени РЬ полностью испарился. Необходимо отметить, что дуговой разряд с током порядка 20 А при средней плотности тока на катоде порядка 10 А/см<sup>2</sup> существовал при температуре тигля 1.25 – 1.45 кК.

На рисунке 3.10 также приведены значения уноса РЬ из тигля при измененной температуре, рассчитанные для условий проводившихся экспериментов по формуле (3.8). Влиянием слабого разряда на скорость испарения пре-

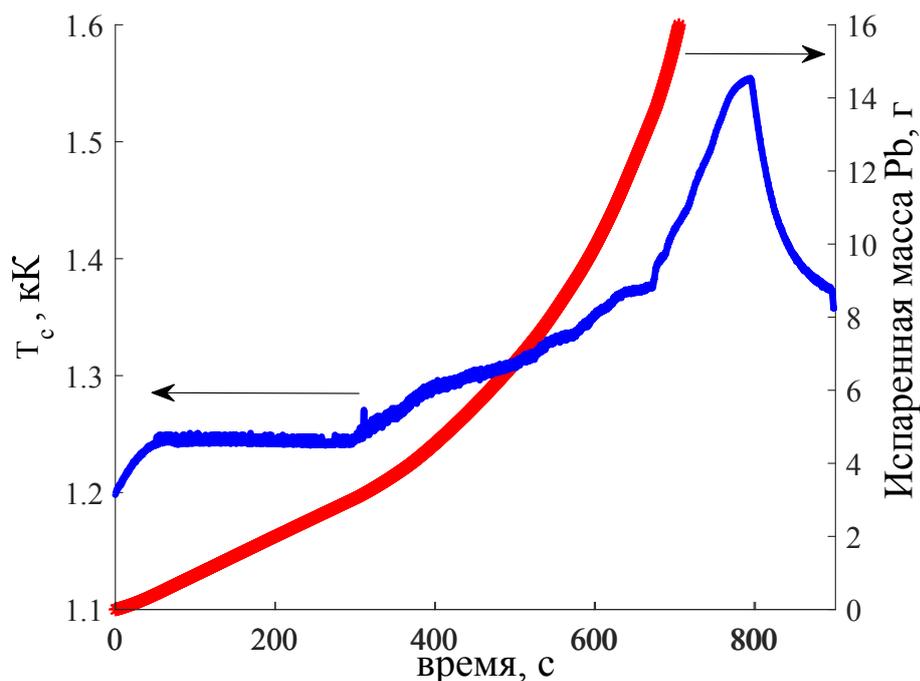


Рис. 3.10. Термограмма тигля и изменение массы Рb

небрегалось. По расчетам весь Рb (15.1 г) должен был испариться к моменту  $t = 695$  с. К фактическому окончанию испарения (715 с), по расчетам из тигля должно было испариться 17.0 г Рb. Таким образом, погрешность расчета скорости испарения составляет около 10%. По расчетам мощность потерь энергии на испарение Рb при температуре 1.38 кК составляет 50 Вт. Это значение хорошо согласуется с экспериментом. Заметный рост  $T_c$  после 680 с (рисунок 3.10) объясняется исчезновением потерь энергии на испарение. В этом эксперименте геометрия и интенсивность свечения разряда значительно изменялась, хотя температура тигля оставалась постоянной. В основном, она имела конический вид (рисунок 3.9а). Перед погасанием разряд принял форму тонкой струйки диаметром 1 мм и высотой 5 мм, расположенной по оси тигля.

При увеличении температуры тигля ток в слаботочном разряде несколько возрастал. Так с увеличением температуры с 1.27 до 1.32 кК ток увеличился с 15 до 20 мА. При этом слаботочный разряд оказался весьма устойчивым к переходу в дугу при увеличении температуры. В одном из опытов слаботочный разряд появился при температуре 1.19 кК ( $n_s \simeq 3.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), а перешел в

дугу при температуре 1.35 кК ( $n_s \simeq 2.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ).

Скорость и концентрация пара Рb значительно изменяются по длине промежутка. Вблизи поверхности скорость пара много меньше скорости звука, а в выходном сечении тигля сравнивается с ней. На основании решения уравнения для числа Маха (3.4) и законов сохранения следует, что для используемого тигля концентрация атомов вблизи поверхности катода  $n_0$  составляет  $0.95n_s$ , в выходном сечении тигля  $n_m \approx 0.6n_s$ , у поверхности анода  $n_a \approx 0.005n_s$ . Скорость пара у поверхности катода  $u_0 \approx 20 \text{ м/с}$ , в минимальном сечении тигля  $u_m \approx 250 \text{ м/с}$ , у поверхности анода  $u_a \approx 500 \text{ м/с}$ . Существенные градиенты параметров пара по длине промежутка приводят к значительной неоднородности плазмы, что проявляется в картине ее свечения.

Исследованный слаботочный разряд по уровню токов ( $\sim 10 \text{ мА}$ ), напряжению горения (340 В) и давлению среды (0.05 – 1 кПа) может быть отнесен к тлеющему [37]. Внешний вид разряда в парах Рb в некоторых режимах также напоминает тлеющий. Однако между этими разрядами есть существенное отличие, связанное с процессами на катоде. В тлеющем разряде заряд на катоде переносится, в основном, ионами. Доля электронного тока эмиссии, порождаемого ионной бомбардировкой катода, составляет порядка 10% от тока разряда [37]. Этот сравнительно небольшой электронный ток инициирует процессы размножения заряженных частиц. В исследованном разряде однократно заряженные ионы Рb не могут вызвать эмиссию электронов с катода. Работа выхода Рb равняется 4 эВ, тогда плотность тока термоэлектронной эмиссии с катода  $J_e$  на 4 – 5 порядков меньше тока разряда (при  $T_c = 1.3 \text{ кК} - J_e \simeq 0.1 \text{ мкА/см}^2$ ). Поэтому для исследованного разряда не ясен механизм, обеспечивающий появление «затравочных» электронов в катодном слое.

Полезно провести сравнение характеристик исследованного разряда с тлеющим разрядом в парах ртути [37]. В зависимости от материала катода (ртуть, медь, графит) величина нормального катодного падения изменяется в диапазоне 340 – 480 В, т.е. близка к величине падения напряжения в исследованном

разряде в парах Рb. В работе [37] также приведены данные о нормальной плотности тока на катоде тлеющего разряда. При концентрации пара  $1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  нормальная плотность тока в парах ртути составляет около  $3 \text{ мкА/см}^2$ , то есть на три порядка меньше, чем в описанных экспериментах. Заметим, что ионы ртути в отличие от ионов свинца вызывают эмиссию электронов с катода ( $V_i(\text{Hg}) > 2\varphi_e(\text{Hg})$ ), так что доля электронного тока на поверхности катода может составлять  $1 - 3\%$  от тока разряда.

### 3.7. Выводы к третьей главе

В качестве выводов к главе можно выделить следующее. Был впервые реализован вакуумный дуговой разряд с ДКП на нетермоэмиссионном катоде из Рb, характеризующийся отсутствием нерегулярных пульсаций напряжения и микрокапельной фракции в плазменной струе. Были измерены зависимости температуры катода и напряжения на дуге от мощности внешнего подогрева катода и тока дуги. Влияние этих параметров выражено слабее чем в дуге на термоэмиссионном катоде. Было показано двукратное сокращение скорости испарения Рb в дуговом разряде по сравнению со скоростью термического испарения в вакуум в отсутствие разряда. Были определены величины тепловой мощности, поступающей из плазмы на катод, оценены энергии, передаваемые катоду с каждым элементарным зарядом (ВЭ). Эта энергия лежит в диапазоне  $4 - 10 \text{ эВ}$ . Измерения параметров заанодной плазмы показали, что ее степень ионизации не превосходит  $30\%$  при максимальной температуре электронов  $1.2 \text{ эВ}$ . Приведены оценки ионного тока на катоде полученной дуги с использованием экспериментальных данных, они не противоречат гипотезе о преобладающем ионном механизме переноса заряда на катоде.

Сопоставление характеристик разрядов на катодах из Рb и Gd показало существенное различие в тепловых режимах работы нетермоэмиссионного катода (Рb) от термоэмиссионного (Gd), а также значительное отличие величин

энергетических цен ионов образующейся плазмы. Было обнаружено, что тип катодного материала дуги с ДКП также влияет на вид ВАХ разряда. В отличие от исследованной дуги на Gd полученный разряд на катоде из Pb характеризуется возрастающей ВАХ. Необходимо заметить, что снижение рабочей температуры свинцового катода при том же токе разряда, приведет к увеличению энергетической цены иона и, возможно, повысит степень ионизации плазмы.

## Глава 4

# Диффузная вакуумная дуга на катоде из $\text{CeO}_2$

В данной главе описаны результаты экспериментального исследования диффузной вакуумной дуги на оксидном катоде из  $\text{CeO}_2$  [8; 10]. Общая схема эксперимента и применяемые методы диагностики плазмы описаны в Главе 2. Ключевой особенностью  $\text{CeO}_2$ , как катода дуги, является то, что при нормальных условиях он — диэлектрик [68], и само существование сильноточного дугового разряда на нем, вообще говоря, до сих пор не было очевидным. Однако известно, что в среде с малым парциальным давлением кислорода при повышении температуры ( $> 1$  кК) за счет появления собственной проводимости и слабого восстановления до состава  $\text{CeO}_{1.97-1.99}$  [80], он становится электропроводным, что снимает это принципиальное ограничение на существование разряда.

### 4.1. Подготовка оксидного катода к работе

Исходный рабочий материал представлял собой бледно-желтый порошок  $\text{CeO}_2$  чистотой 99.97%. Для возможности использования порошка как катода разряда производилось его предварительное спекание непосредственно в катодном молибденовом тигле в вакууме при температуре 2 кК в течение 20 минут. В результате этой процедуры образовывалась непроводящая при комнатной температуре черная «таблетка» (рисунок 4.1) высотой 4 мм, диаметром 15 мм и плотностью около  $3.5 \text{ г/см}^3$ . Масса «таблетки» составляла в среднем 4 г. Рентгеноспектральный анализ спеченного катода показал, что он по-прежнему остается оксидным материалом, с малой (до 5%) примесью молибдена.

Проведенные эксперименты по измерению сопротивления спеченной «таблетки» оксида церия подтвердили описанные в литературе свойства температурной зависимости проводимости. В вакуумной камере при давлении остаточных газов менее 10 мПа электрическая цепь лабораторного источника питания за-

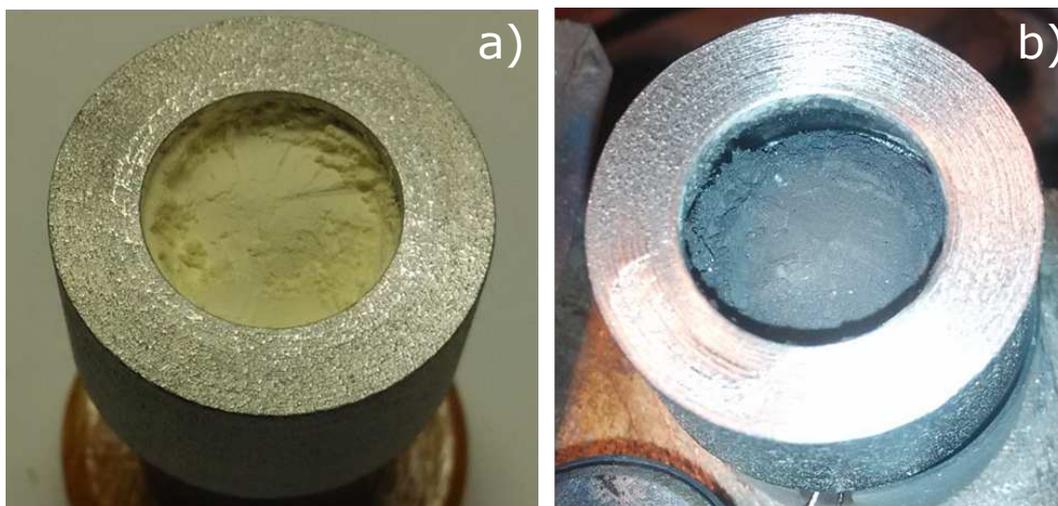


Рис. 4.1. Фото  $\text{CeO}_2$  до (a) и после (b) спекания

мыкалась через «таблетку»  $\text{CeO}_2$ . При этом оксид находился в подогреваемом катодном тигле. После нагрева тигля свыше 1 кК падение напряжения на катодной сборке становилось близким к нулю, то есть электрическое сопротивление оксида уменьшалось до значений, характерных для металлов. При возврате материала в кислородсодержащую атмосферу происходило окисление нестехиометрического оксида церия, вызывавшее увеличение сопротивления «таблетки» до первоначального значения. Таким образом, в рабочем режиме горения разряда ( $T_c \geq 2$  кК) используемый оксид церия находится в проводящем состоянии [8].

Для оценки реальной эмиссионной способности катодного материала в отдельном эксперименте был измерен ток термоэлектронной эмиссии с катода в режиме вакуумного диода [37]. В этих опытах после спекания оксида церия внутрь тигля вводился анод в виде круглой пластины диаметром 10 мм. Расстояние от поверхности катода до анода составляло порядка 1 мм. Измерения проводились в допробойном диапазоне температур 1.5 – 2 кК. Оцененные значения работы выхода используемого спеченного оксида церия из полученной зависимости тока эмиссии от температуры составили 3.4 – 3.6 эВ. Согласно литературным данным работа выхода диоксида церия находится на уровне 2.8 – 3.2 эВ [70]. Различие в данных может быть вызвано формой поверхности спе-

ченного образца.

## 4.2. Основные параметры разряда, управляемость напряжением дуги

Способ инициации разряда на оксидном катоде не отличался от описанных в Главах 2 и 3. В начальных экспериментах анодом разряда служил стальной диск с водяным охлаждением. При его использовании пары оксида церия осаждались на его поверхность и, охлаждаясь, образовывали слабопроводящую пленку. Это часто приводило к контракции тока на аноде, что влияло на стабильность разряда. ВАХ разряда с «холодным» анодом была падающая. При увеличении тока дуги от 15 до 60 А при фиксированной мощности ЭЛП напряжение уменьшалось от 23 до 15 В [10].

В последующих опытах в качестве анода разряда использовалась молибденовая пластина толщиной 0.5 мм с центральным отверстием 14 мм в диаметре для выхода плазмы. Молибденовая пластина охлаждалась только посредством собственного теплового излучения. Переход к молибденовому аноду позволил решить проблему стабильности разряда, что также отразилось на его вольтамперной характеристике, она стала возрастающей вместо падающей (рисунк 4.2). Это можно объяснить тем, что на холодном аноде проводимость осевшей на него пленки оксида была достаточно низкой. Увеличение тока разряда при этом приводило к разогреву пленки и сильному повышению ее проводимости [80], что значительно влияло на напряжение горения дуги. При использовании радиационного охлаждения рабочая температура анода выше, и сопротивление пленки на аноде пренебрежительно мало по сравнению с остальными областями разрядного промежутка. Вследствие этого уменьшилось влияние пленки на анодные процессы в дуге, что отразилось на ее ВАХ.

В результате серии экспериментов был получен диффузный дуговой разряд на горячем катоде из  $\text{CeO}_2$  в следующем диапазоне параметров: ток  $I = 15$

– 150 А, напряжение  $V_a = 9 - 14$  В, температура катода  $T_c = 2.1 - 2.35$  кК (давление насыщенных паров  $p_s(\text{CeO}_2) = 15 - 400$  Па [69]), мощность ЭЛП  $N = 0.5 - 1.1$  кВт. Отсутствие контракции тока дуги и капель катодного материала в потоке определялись по стационарности светимости плазмы на видеозаписи эксперимента (скорость видеозаписи 25 кадров/с), а также по отсутствию существенных хаотических колебаний напряжения разряда на осциллограммах.

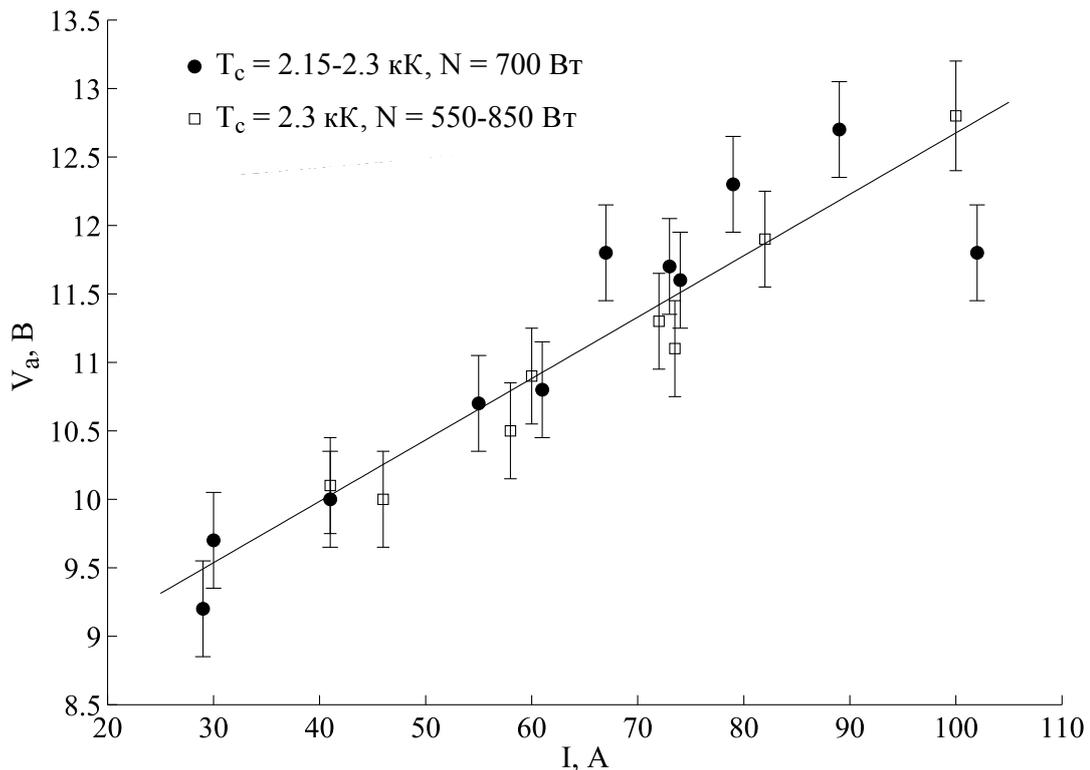


Рис. 4.2. ВАХ разряда на катоде из  $\text{CeO}_2$

На рисунке 4.2 представлены ВАХ разряда, измеренные при одинаковой температуре катода равной  $T_c = 2.3$  кК (при мощностях ЭЛП  $N = 550 - 850$  Вт), и в случае, когда при изменении тока разряда, температура катода подстраивалась самостоятельно ( $T_c = 2.15 - 2.3$  кК,  $N \approx 700$  Вт) согласно балансу тепловых мощностей, поступающих в тигель. В соответствии с приведенными данными ВАХ разряда является линейно-возрастающей с малым коэффициентом наклона  $\sim 30$  мОм.

Как было упомянуто в Главе 2, изменение мощности ЭЛП может суще-

ственно влиять за счет изменения температуры катода на напряжение разряда при постоянном токе. В экспериментах с гадолиниевым катодом [1] таким образом удавалось управлять напряжением в диапазоне от 3 до 40 В при токе 50 А. Результаты варьирования температуры катода из  $\text{CeO}_2$  представлены на рисунке 4.3 для тока дуги 60 А.

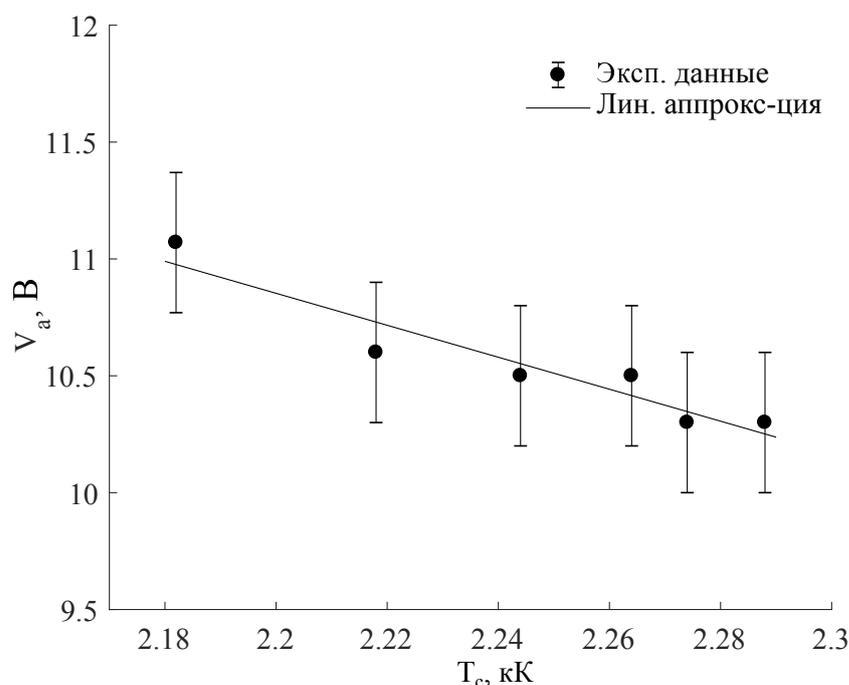


Рис. 4.3. Зависимость напряжения горения дуги от температуры катода при токе  $I = 60$  А

Как видно из данных рисунка 4.3 чувствительность напряжения горения разряда по отношению к температуре катода в данном случае оказывается достаточно слабой, и составляет всего  $\sim 5$  В/кК. То есть, в исследованном диапазоне температур катода, существенного управления напряжением разряда получить не удастся. В связи с этим, приведенные далее результаты измерений характеристик плазмы представлены относительно тока разряда, который был основной изменяемой внешне величиной, при постоянно поддерживаемой температуре катода  $T_c = 2.3$  кК.

Заметим, что при температурах катода менее 2.1 кК на аноде образовывались области контракции тока, что сопровождалось резким (до трех раз) увеличением напряжения разряда. Это, по-видимому, было вызвано охлаждением

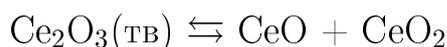
и ухудшением проводимости осаждавшейся на анод пленки оксида. Реализация самостоятельного режима работы разряда при  $N = 0$  в полученном диапазоне токов при используемой геометрии тигля оказалась невозможной. При выключении ЭЛП температура катода значительно снижалась, вплоть до погасания дуги.

### 4.3. Параметры образующейся плазмы

#### 4.3.1. Компонентный состав плазмы и паров над твердым $\text{CeO}_2$

Спектральный состав излучения плазмы дуги на оксидном катоде достаточно сложен из-за большого количества излучающих компонент. Пример типичного зарегистрированного спектра приведен на рисунке 4.4. В результате анализа удалось уверенно зафиксировать присутствие в излучении плазмы линий атомов Ce и Mo (материала катодного тигля), а также линий ионов  $\text{Ce}^+$ . Кроме того в спектре излучения обнаружены отдельные линии излучения атомов O (788.8 нм, 882.3 нм [14.1 эВ]), ионов  $\text{Mo}^+$  (368.9 нм [6.47 эВ]) и ионов  $\text{Ce}^{+2}$  (434.8 нм [15.3 эВ], 566.6 нм [14.7 эВ]).

Косвенную информацию о составе плазмы дуги также может дать расчет состава равновесной газовой фазы над твердым образцом оксида церия. Была проведена элементарная оценка равновесных парциальных давлений идеальных газов при условиях термодинамического равновесия для следующего набора обратимых химических реакций:



Парциальные давления газов вычислялись из закона действующих масс [81], а константы равновесия реакций определялись с помощью табличных данных

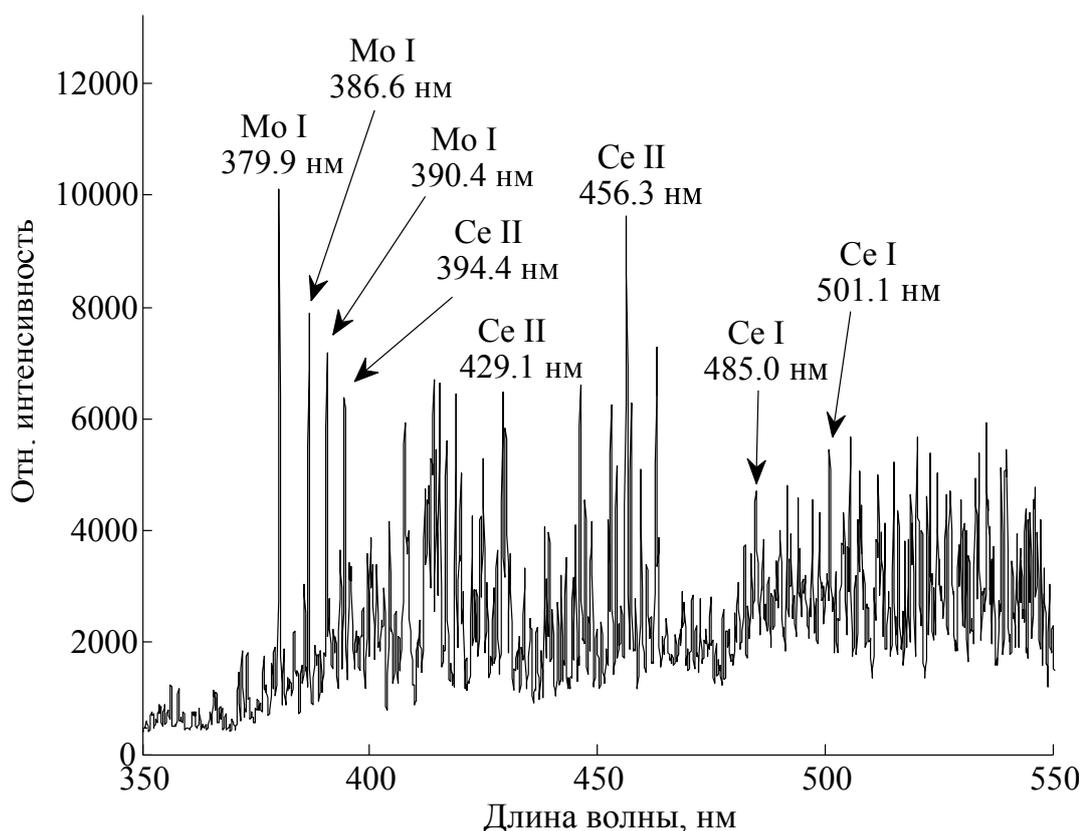


Рис. 4.4. Типичный спектр излучения плазмы дуги на катоде из  $\text{CeO}_2$

о стандартных энтальпиях  $\Delta_f H_{298}^\circ$  и энтропиях  $S_{298}^\circ$  образования реагирующих компонент [82; 83]. Результаты оценки представлены на рисунке 4.5 [10].

Кроме этого в программе ИВТАН-ТЕРМО производился уточненный расчет состава равновесной газовой фазы в близких к эксперименту условиях: температура  $T = 2.1$  кК, внешнее давление  $P = 10$  мПа в модели оно задавалось присутствием 0.0001 моля аргона). Конденсированная фаза была представлена 1 молем  $\text{CeO}_2$  и 0.1 моля молибдена – материала тигля. В результате работы программы был вычислен молярный объем газовой фазы и количество, выраженное в молях, того или иного элемента присутствующего в ней (таблица 4.1).

Согласно приведенным результатам основным компонентам газовой фазы в рассматриваемой системе являются молекулы монооксида церия. Поиск молекул  $\text{CeO}$  в спектре излучения плазмы разряда производился с использованием данных работы [84], однако явного присутствия молекулярных полос обнаружено не было. Стоит заметить, что энергия диссоциации молекул ( $\text{CeO} = \text{Ce} +$

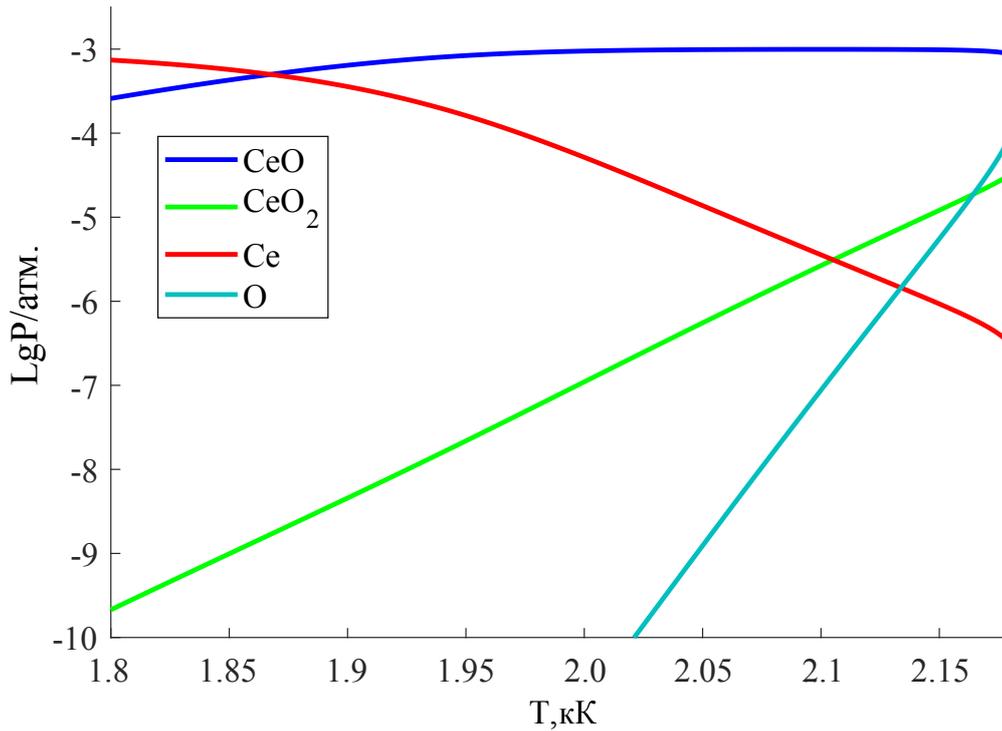


Рис. 4.5. Компонентный состав пара над твердым оксидом церия

O) составляет 8.1 эВ [68]. Энергии необходимые для отрыва первого и второго электронов в атоме церия равны 5.5 эВ и 10.8 эВ соответственно [64]. Сравнивая эти величины и наблюдая в плазме линии излучения иона  $Ce^{+2}$ , можно ожидать значительную диссоциацию молекул монооксида.

#### 4.3.2. Результаты зондовых измерений

Согласно данным спектральной диагностики при обработке всех результатов зондовых измерений принималось, что ионный ток из плазмы обеспечен только однозарядными ионами церия.

На рисунке 4.6 приведены результаты измерения температуры электронов —  $T_e$ , наиболее вероятной энергии ионов —  $E_i$ , и среднего заряда потока тяжелых частиц. Согласно данным диагностики плазмы за анодом  $T_e$  оказалась практически не зависящей от тока разряда и не превышает 1 эВ в пределах погрешности. Измерения концентрации электронов плазмы показали, что на расстоянии порядка 15 см над анодом в зависимости от режима она достига-

Таблица 4.1. Рассчитанный равновесный состав газовой фазы  $\text{CeO}_2$

Вещество	Кол-во, моль
Ar	0.0001
CeO	$1.0 \times 10^0$
O	$7.5 \times 10^{-1}$
MoO <sub>2</sub>	$7.3 \times 10^{-2}$
O <sub>2</sub>	$2.1 \times 10^{-2}$
MoO <sub>3</sub>	$1.7 \times 10^{-2}$
MoO	$8.9 \times 10^{-3}$
Mo	$9.9 \times 10^{-4}$
Ce	$4.2 \times 10^{-7}$
Mo <sub>2</sub>	$3.6 \times 10^{-10}$

ет максимальной величины  $4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Наиболее вероятная энергия ионов, без учета кратности ионизации, с ростом тока дуги монотонно возрастает от 8 до 15 эВ, а максимальная от 17 до 24 эВ. Измерения одиночным зондом потенциала плазмы в зоне нахождения многосеточного зонда показали величину  $10 \pm 2 \text{ В}$ , таким образом, наиболее вероятная кинетическая энергия ионов плазмы оказывается не более 7 эВ. Величина среднего заряда тяжелых частиц, также возрастает с ростом тока дуги и при значениях выше 70 А стабилизируется на уровне 0.8 – 0.9 e.

В целом, полученные характеристики потока плазмы близки к требуемым и позволяют положительно ответить на вопрос о применимости данного разряда для отработки метода плазменной сепарации.

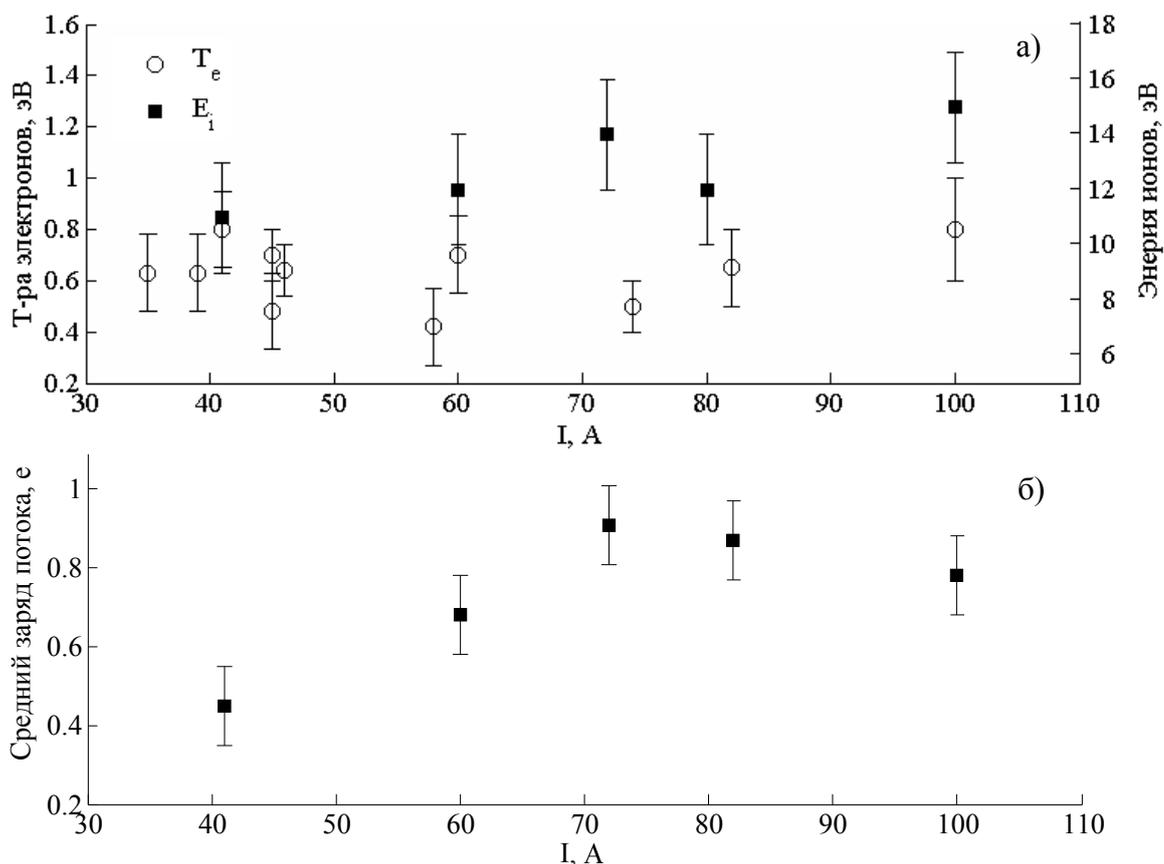


Рис. 4.6. Параметры плазменного потока: а) температура электронов —  $T_e$  и наиболее вероятная энергия ионов —  $E_i$ , б) средний заряд потока тяжелых частиц

#### 4.4. Особенности работы разряда на оксидном катоде

При работе с вакуумной дугой на оксидном катоде было замечено, что за время эксперимента (600 – 1000 с) при зафиксированном токе и постоянной температуре катода напряжение разряда не является постоянным и монотонно возрастает приблизительно на 0.5 – 1 В. Подобное поведение разряда может быть связано с эволюцией катодных характеристик во времени и, вероятно, вызвано такими факторами как: расход катодного материала и изменение площади контакта дуги; изменение во времени химического (в т.ч. стехиометрического) состава катода за счет взаимодействия с материалом тигля в условиях дугового разряда, что сказывается на его термоэмиссионной способности и скорости генерации плазмообразующей среды; увеличение сопротивления электрического контакта между «таблеткой» оксида и тиглем. Эти же факторы могут прояв-

ляться в разной степени от эксперимента к эксперименту в следствие невоспроизводимости поверхности катода в результате спекания порошка оксида.

Изменение свойств катода во времени отражалось и на скорости его эрозии в разряде, а именно наблюдалось слабое уменьшение скорости испарения при увеличении времени экспозиции. Скорость эрозии катода в экспериментах измерялась при постоянной температуре тигля 2.3 кК ( $p_s(\text{CeO}_2) \approx 200$  Па [69]) и разных фиксированных разрядных токах (40 – 100 А). При среднем значении уноса массы 4 мг/с, она имела значительный разброс  $\pm 1$  мг/с. Разброс величины эрозии может быть результатом двух конкурирующих процессов на катоде. Первый — уменьшение скорости испарения за счет возврата на катод части испаренных частиц в виде ионов. Второй процесс — увеличение интенсивности эрозии из-за роста скорости окисления молибдена, находящегося в контакте с оксидом, и дальнейшее его испарение.  $\text{MoO}_2$  при температуре 2 кК имеет давление насыщенных паров около 150 Па [85]. Согласно весовым измерениям количество уносимого за один эксперимент молибдена не превосходило 0.5 г при среднем уносе массы оксида церия около 3 г. Необходимо отметить, что в результате проведения эксперимента катодная «таблетка», изначально цилиндрической формы, обычно испарялась, и на дне тигля обнаруживался слабопроводящий расплав с поверхностью неправильной формы.

Несмотря на слабую управляемость параметрами образующейся плазмы при помощи внешнего подогрева катода, оценка удельной эрозии оксида церия в дуге на основе данных по скорости испарения дает величину  $\chi \approx 0.04$  ат/эл, что более характерно для термоэмиссионного катода. Оценка удельной эрозии позволяет получить величину энергии (см. Раздел 2.3) затраченной на одну испаренную молекулу ( $\text{CeO}$ ). Тогда для характерного напряжения дуги  $V_a = 11$  В цена иона превышает 250 эВ. Такое высокое значение энергии на молекулу (атом) также не характерно для нетермоэмиссионных катодов [2]. Однако, можно заметить, что если изначально вещество катода испаряется в виде молекул, то значительная доля этой энергии может тратиться на их диссоциацию.

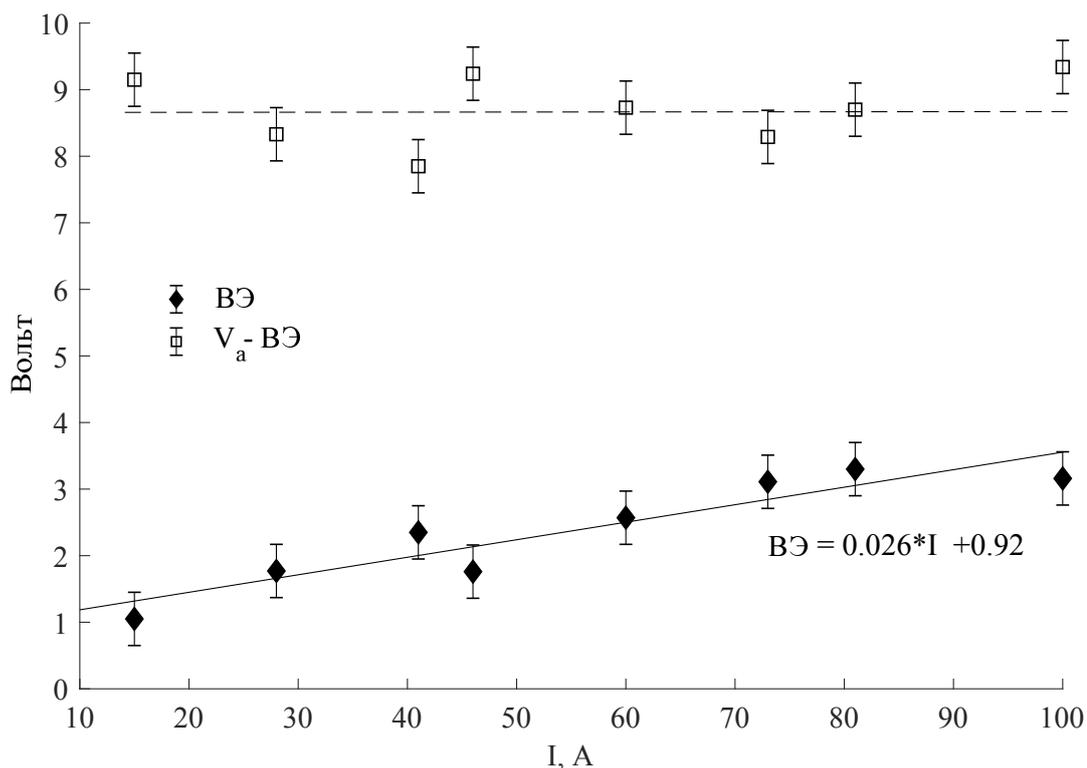


Рис. 4.7. Зависимости вольтова эквивалента и его разности с напряжением от тока разряда

Упомянутая выше, непостоянность напряжения разряда в длительном эксперименте обычно сопровождалась слабым (не более 50 Вт) изменением поступающей на катод тепловой мощности из плазмы. Величина мощности, помимо скорости испарения, также может выступать индикатором катодных процессов. На рисунке 4.7 показана зависимость среднего ВЭ от тока разряда, а также разность между ВЭ и напряжением дуги. Разность  $V_a$  и ВЭ практически постоянна, это означает, что напряжение разряда с увеличением тока растет в основном за счет изменения величины вольтова эквивалента, то есть определяется процессами на катоде. Зависимость ВЭ от тока разряда близка к линейной, коэффициент наклона которой составляет  $\sim 26$  мОм. Постоянный характер наклона ВЭ может говорить о существовании средней омической составляющей при протекании тока через тело «таблетки» в зоне ее контакта с тиглем. Тогда величина этого сопротивления контакта находится на уровне  $R \approx 0.03$  Ом, что является достаточно типичным значением. Например, контактное сопротивление между стержнями из никеля при усилии стягивания 1 г составляет 0.01 Ом [86]. Заме-

тим, что приведенное сопротивление  $R$  может полностью обеспечить падение напряжения в катодном слое, т.к. при токе 100 А оно составит 3 В, чему и равен в этих условиях ВЭ (рисунок 4.7).

Резюмируя вышесказанное, в работе диффузного вакуумного дугового разряда на расходуемом катоде сложного состава наблюдаются свои особенности, в сравнении с разрядами на простых металлических веществах [1; 2]. Предположительно, они связаны с некоторым изменением эрозионных и других характеристик катода во времени. Подобное поведение разряда можно ожидать и при работе с ОЯТ, что существенно усложнит контроль над степенью ионизации образующейся плазмы, ее компонентным и зарядовым составом.

#### **4.5. Перспективы использования разряда на других оксидных и смесевых катодах**

Помимо исследования диффузного разряда на катоде из основного модельного оксида —  $\text{CeO}_2$ , проводились эксперименты с использованием оксидов титана ( $\text{TiO}_2$ ) и ниобия ( $\text{Nb}_2\text{O}_5$ ) [5; 87]. Они также были представлены в виде мелкого порошка. Перед подачей электрического напряжения на разрядный промежуток производилось их спекание при температуре 1.6 – 1.7 кК в течение 15 минут. Эта процедура обеспечивала тепловой контакт между частицами порошка и увеличивала его электропроводность. На приготовленных таким образом катодах из оксидов титана и ниобия были зарегистрированы пробои при температурах рабочих веществ 2.4 и 2.3 кК соответственно. Фотографии полученных вакуумных дуговых разрядов и их длительности приведены на рисунке 4.8

Стационарный разряд на катоде из чистого оксида получить не удалось, однако спектральный анализ излучения плазмы в случае с оксидом титана показал наличие линий ионов титана. Для улучшения условий пробоя межэлектродного промежутка к оксиду ниобия был добавлен хром. Давление паров



заряд потока вылетающих тяжелых частиц достигает 0.9 е.

Сравнивая, полученный разряд с дугами на катодах из гадолиния и свинца (таблица 4.2) оказывается, что катод из оксида церия проявляет промежуточные свойства. То есть в дуге на катоде из  $\text{CeO}_2$ , также как и на нетермоэмиссионном катоде, параметры плазмы оказываются слабоуправляемыми, но с другой стороны наблюдается высокая степень ионизации образующейся плазмы и малая удельная эрозия, как на термоэмиссионном катоде. По совокупности же полученных характеристик разряда можно считать, что источник пригоден для отработки метода плазменной сепарации.

Таблица 4.2. Сравнение характеристик дуга на катодах из Gd, Pb и  $\text{CeO}_2$

Параметр	Gd	Pb	$\text{CeO}_2$
$\xi$	0.05	$10^8$	$\sim 1$
$T_c$ , кК	1.9 – 2.2	1.2 – 1.6	2.2 – 2.4
$J_{em}$ , А/см <sup>2</sup>	3 – 45	$3 \times 10^{-9} - 8 \times 10^{-5}$	5 – 30
$p_s$ , Па	1 – 10	$50 - 6 \times 10^3$	30 – 200
$I$ , А	30 – 150	10 – 75	15 – 100
$V_a$ , В	40 – 3	12 – 25	8 – 13
$G_a$ , мг/с	1 – 4	20 – 90	3 – 5
$T_e$ , эВ	0.5 – 8	0.3 – 1.2	0.4 – 1
$Z_i$ , е	0.5 – 1.5	0.17 – 0.28	0.5 – 0.9
$\chi$ , ат/эл	0.01 – 0.015	0.5 – 1.3	0.02 – 0.06

Для применения разряда в технологических целях необходимо обеспечить более чувствительное управление параметрами образующейся плазмы. Кроме того, необходимо минимизировать влияние сложности химического состава катода на стационарность и воспроизводимость разрядных режимов. Этого возможно добиться путем пространственного разделения источника паров веще-

ства и эмиттера электронов друг от друга, например, используя дополнительный термоэмиссионный катод и независимую подачу пара в разрядный промежуток.

# Заключение

**В диссертации получены следующие основные результаты:**

1. Получены новые экспериментальные данные о параметрах плазмы (температура и концентрация электронов, зарядовый состав, средний заряд и энергия ионов) диффузной вакуумной дуги на термоэмиссионном катоде из Gd, моделирующем компоненты отработавшего ядерного топлива, в зависимости от температуры катода (1.9 – 2.2 кК) и напряжения горения разряда.
2. Экспериментально реализован режим работы диффузной вакуумной дуги на гадолиниевом катоде (напряжение на дуге  $\approx 6$  В), при котором образуется высокоионизованная (до 100%) плазма, представленная преимущественно однозарядными ионами, удовлетворяющая требованиям технологии плазменной сепарации ОЯТ.
3. Впервые экспериментально реализован диффузный вакуумный дуговой разряд на нетермоэмиссионном катоде из Рb. Измерена ВАХ разряда и величина теплового потока, поступающего из плазмы в катод, а также температура электронов и степень ионизации плазменного потока. Продемонстрирована слабая управляемость параметрами разряда путем изменения тока (15 – 40 А) и температуры катода (1.2 – 1.6 кК).
4. Экспериментально показано двукратное сокращение скорости испарения свинца в условиях диффузного вакуумного дугового разряда, в сравнении с термическим испарением. Проведена оценка максимальной величины тока ионов, возвращающихся из плазмы разряда на катод, подтверждающая гипотезу о преимущественно ионном механизме переноса заряда на его поверхности.
5. Была впервые экспериментально реализована диффузная вакуумная дуга

на горячем керамическом катоде из  $\text{CeO}_2$ , моделирующем испарение и ионизацию оксида урана, как основного компонента ОЯТ. Определены параметры, при которых существует стационарный разряд (ток 15 – 150 А, напряжение 9 – 14 В, температура катода 2.1 – 2.4 кК).

6. Получены данные о параметрах вакуумной дуги (ВАХ) на катоде из  $\text{CeO}_2$  и образующейся в ней плазмы (температура электронов 0.4 – 1 эВ, степень ионизации потока до 90%, максимальная энергия ионов до 24 эВ). Описаны особенности работы разряда на оксидном катоде.

По совокупности полученных характеристик диффузных разрядов на различных катодных материалах, сделан вывод о перспективности таких источников плазмы для задач плазменной переработки ОЯТ.

## Список литературы

1. *Амиров Р. Х., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Лизякин Г. Д., Полищук В. П., Самойлов И. С., Смирнов В. П., Усманов Р. А., Ярцев И. М.* Исследование вакуумной дуги с диффузной катодной привязкой как источника плазмы для плазменной сепарации ОЯТ и РАО // *Физика плазмы*. — 2015. — Т. 41, № 10. — С. 877–883.
2. *Amirov R. K., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polishchuk V. P. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Vorona N. A., Yartsev I. M.* Diffuse Vacuum Arc on the Nonthermionic Lead Cathode // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2017. — Vol. 45, no. 1. — P. 140–147.
3. *Amirov R., Vorona N., Gavrikov A., Liziakin G., Polistchook V., Samoylov I., Smirnov V., Usmanov R., Yartsev I.* Investigation of plasma flow in vacuum arc with hot cathode // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2014. — Т. 550. — С. 012014.
4. *Амиров Р. Х., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Жабин С. Н., Лизякин Г. Д., Полищук В. П., Самойлов И. С., Смирнов В. П., Усманов Р. А., Ярцев И. М.* Экспериментальное исследование процессов вакуумно-дугового испарения и ионизации вещества (гадолиния), моделирующего уран, для разработки технологии плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива // *Труды МФТИ*. — 2014. — Т. 6, № 1. — С. 136–145.
5. *Амиров Р. Х., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Лизякин Г. Д., Полищук В. П., Самойлов И. С., Смирнов В. П., Усманов Р. А., Ярцев И. М.* Исследование возможности применения диффузной вакуумной дуги как источника плазмы для разработки технологии плазменной сепарации ОЯТ и РАО // *Ядерная физика и инжиниринг*. — 2014. — Т. 5, № 11/12. — С. 952–955.

6. *Amirov R. K., Antonov N. N., Liziakin G. D., Polistchok V. P., Samoylov I. S., Usmanov R. A., Yartsev I. M.* High-voltage discharge in supersonic jet of plumbum vapor // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2015. — Vol. 653. — P. 012165.
7. *Amirov R. K., Antonov N. N., Vorona N. A., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchok V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Yartsev I. M.* The stationary vacuum arc on non-thermionic hot cathode // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2015. — Vol. 653. — P. 012164.
8. *Amirov R. K., Vorona N. A., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchok V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Yartsev I. M., Ivanov A. S.* Diffuse vacuum arc with cerium oxide hot cathode // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 774. — P. 012190.
9. *Amirov R. K., Vorona N. A., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchok V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Yartsev I. M.* Plasma jet characteristics in vacuum arc with diffuse cathode spot // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2017. — Vol. 830. — P. 012059.
10. *Amirov R. K., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchok V. P., Pershin D. A., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Vorona N. A., Yartsev I. M.* On the parameters of the diffused vacuum arc with cerium oxide hot cathode // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — Vol. 946. — P. 012170.
11. *Велихов Е. П., Гагаринский А. Ю., Субботин С. А., Цибульский В. Ф.* Эволюция энергетики в XXI веке. — М.: ИздАт, 2008.
12. *Лебедев В. М.* Ядерный топливный цикл: Технологии, безопасность, экономика. — М.: Энергоатомиздат, 2005.
13. *Жильцов В. А., Кульгун В. М., Семашко Н. Н., Сковорода А. А., Смирнов В. П., Тимофеев А. В., Кудрявцев Е. Г., Рачков В. И., Орлов В. В.* При-

- минение методов плазменной сепарации элементов к обращению с ядерными материалами // Атомная энергия. — 2006. — Т. 101, № 4. — С. 302—306.
14. *Черноруков Н. Г., Нипрук О. В.* Уран. Прошлое, настоящее и будущее. — Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2010.
  15. *Бойко В. И., Демянюк Д. Г., Кошелев Ф. П., Мещеряков В. Н., Шаманин И. В., Шидловский В. В.* Перспективные ядерные топливные циклы и реакторы нового поколения: Учебное пособие. — Томск: Изд-во ТПУ, 2005.
  16. *Тимофеев А. В.* К теории плазменной переработки отработавшего ядерного топлива // Успехи физических наук. — 2014. — Т. 184. — С. 1101—1133.
  17. *Юферов В. Б., Егоров А. М., Ильичева В. О., Шарый С. В., Живанков К. И.* Плазменная сепарация ОЯТ - один из возможных путей решения проблемы замкнутого ядерного топливного цикла // Вопросы атомной науки и техники. — 2013. — Т. 84, № 2. — С. 148—151.
  18. *Ворона Н. А., Гавриков А. В., Самохин А. А., Смирнов В. П., Хомяков Ю. С.* О возможности переработки ОЯТ и РАО плазменными методами // Ядерная физика и инжиниринг. — 2014. — Т. 5, № 11/12. — С. 944—951.
  19. *Смирнов В. П., Самохин А. А., Ворона Н. А., Гавриков А. В.* Исследование движения заряженных частиц в различных конфигурациях полей для развития концепции плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива // Физика плазмы. — 2013. — Т. 39, № 6. — С. 523—533.
  20. *Fetterman A. J., Fisch N. J.* The magnetic centrifugal mass filter // Physics of Plasmas. — 2011. — Vol. 18. — P. 094503.
  21. *Grachev A. F., Maershin A. A., Skiba O. O.* Perspective fuel cycles of power reactors on the basis of nonaqueous methods of spent fuel processing (SFP) // Атомная энергия. — 2004. — Т. 96, № 5. — С. 346—354.

22. *Вдовенко В.* Современная радиохимия. — М.: Атомиздат, 1969.
23. UN Treaty Series. — V. 729 P. 163.
24. *Conrads H., Schmidt M.* Plasma generation and plasma sources // Plasma Sources Science and Technology. — 2000. — Vol. 9. — P. 441–454.
25. *Данилин Б. С., Сырчин В. К.* Магнетронные распылительные системы. — М.: Радио и связь, 1982.
26. *Данилин Б. С.* Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
27. *Воробьев В. С.* Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями // УФН. — 1993. — Т. 163, № 12. — С. 51–83.
28. *Freeman J. H.* A new ion source for electromagnetic isotope separators // Nuclear instruments and methods. — 1963. — Т. 22. — С. 306–316.
29. *Габович М. Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. — М.: Атомиздат, 1972.
30. Физика и технология источников ионов / под ред. Я. Браун. — М.: Мир, 1998.
31. *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 ЖТФ. — 2015. — Т. 41, № 18. — С. 30–37.
32. *Суханов В. Б., Федоров В. Ф., Губарев Ф. А., Троицкий В. О., Евтушенко Г. С.* Лазер на парах бромида меди, возбуждаемый емкостным разрядом // Квантовая электроника. — 2007. — Т. 37, № 7. — С. 603–604.

33. *Meger R. A., Blackwell D. D., Fernsler R. F., Lampe M., Leonhardt D., Manheimer W. M., Murphy D. P., Walton S. G.* Beam-generated plasmas for processing applications // *Physics of Plasmas*. — 2001. — Vol. 8, no. 5. — P. 2558.
34. *Исаев Н. В., Чмиль А. И., Шустин Е. Г.* Ионные потоки из области пучково-плазменного разряда // *Физика плазмы*. — 2004. — Т. 30, № 3. — С. 292–297.
35. *Першин С. М., Леднев В. Н., Бункин А. Ф.* Лазерная абляция сплавов: физика селективного испарения компонентов // *Труды института общей физики им. А. М. Прохорова*. — 2011. — Т. 67. — С. 79–98.
36. *Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Зуев И. В., Кожора А. Н.* Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник. — М.: Машиностроение, 1985.
37. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. — Долгопрудный: Интеллект, 2009.
38. *Anders A.* Cathodic arcs. From fractal spots to energetic condensation. — Springer Science+Business Media, 2008.
39. *Handbook of vacuum arc science and technology: fundamentals and applications / ed. by R. L. Boxman, D. M. Sanders, P. J. Martin.* — Noyes Publications, 1995.
40. *Beilis I. I.* State of the theory of vacuum arcs // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2001. — Vol. 29, no. 5. — P. 657–670.
41. *Anders S., Anders A.* On modes of arc cathode operation // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1991. — Vol. 19, no. 1. — P. 20–24.
42. *Aksenov I. I., Strel'nitskij V. E., Vasilyev V. V., Zaleskij D. Y.* Efficiency of magnetic plasma filters // *Surface and Coatings Technology*. — 2003. — Vol. 163/164. — P. 118–127.

43. *Паперный В. Л., Красов В. И.* Прохождение потока металлической плазмы через плазмооптическую транспортирующую систему // Письма в ЖТФ. — 2011. — Т. 37, № 2. — С. 53—61.
44. *Anders A., Yushkov G. Y.* Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field // Journal of Applied Physics. — 2002. — Vol. 91. — P. 4824.
45. *Полещук В. П., Ярцев И. М.* Вакуумные дуги на испаряющихся горячих анодах // Теплофизика высоких температур. — 1996. — Т. 34, № 3. — С. 385—391.
46. *Musa G., Ehrich H., Mausbach M.* Studies on thermionic cathode anodic vacuum arcs // Journal of Vacuum Science & Technology A. — 1994. — Vol. 12. — P. 2887.
47. *Ehrich H., Hasse B., Mausbach M., Muller K. G.* The anodic vacuum arc and its application to coating // Journal of Vacuum Science and Technology. — 1990. — Vol. A8. — P. 2160—2164.
48. *Beilis I. I., Keidar M., Boxman R. L., Goldsmith S.* Interelectrode plasma parameters and plasma deposition in a hot refractory anode vacuum arc // Physics of Plasmas. — 2000. — Vol. 7, no. 7. — P. 3068—3076.
49. *Васин А. И., Дороднов А. М., Петросов В. А.* О существовании вакуумной дуги с распределенным разрядом на расходуемом катоде // Письма в ЖТФ. — 1979. — Т. 5. — С. 1499—1504.
50. *Veerasingam V., Amaratunga G., Weiler M., Park J., Milne W.* A distributed carbene cathodic vacuum arc // Surface and Coatings Technology. — 1994. — Vol. 68/69. — P. 301—308.
51. *Kajioka H.* Characterization of arclike Ti vapor Plasma on the high-voltage electron-beam evaporator // Journal of Vacuum Science & Technology, A. — 1997. — Vol. 15. — P. 2728.

52. *Паранин С. Н., Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* Экспериментальное исследование теплового режима работы горячего испаряющегося катода в стационарной вакуумной дуге с диффузной катодной привязкой // Теплофизика высоких температур. — 1986. — Т. 24, № 3. — С. 422—429.
53. *Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* Стационарная вакуумная дуга с диффузной катодной привязкой на горячем термоэмиссионном катоде // Журнал технической физики. — 1986. — Т. 56, № 11. — С. 2233—2235.
54. *Бронин С. Я., Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* Скорость испарения катода и параметры плазмы в стационарной вакуумной дуге // Теплофизика высоких температур. — 1993. — Т. 31, № 1. — С. 29—35.
55. *Батенин В., Климовский И., Полищук В., Синельщиков В.* Стационарная вакуумная дуга с диффузной катодной привязкой на неэмитирующем хромовом катоде // Теплофизика высоких температур. — 2003. — Т. 41, № 5. — С. 670—678.
56. *Плютто А. А., Рыжков В. Н., Капин А. Т.* Высокоскоростные потоки плазмы вакуумных дуг // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1964. — Т. 47, № 8. — С. 464—507.
57. *Месяц Г. А., Баренгольц С. А.* Механизм генерации аномальных ионов вакуумной дуги // Успехи физических наук. — 2002. — Т. 172, № 10. — С. 1113.
58. *Полищук В. П., Сердюкова О. К., Ярцев И. М.* О параметрах, определяющих характеристики вакуумных дуг на катодах из различных материалов // Журнал технической физики. — 1993. — Т. 63, № 6. — С. 66—74.

59. *Slepian J.* Theory of current transference at the cathode of an arc // *Physical Review*. — 1926. — Vol. 27. — P. 407.
60. *Bolotov A., Kozyrev A., Korolev Y.* A physical mode of the low-current-density Vacuum arc // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1995. — Vol. 23, no. 6. — P. 884–892.
61. *Benilov M. S., Benilova L. G.* Physics of spotless mode of current transfer to cathodes of metal vapor arcs // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2015. — Vol. 43, no. 8. — P. 2247–2252.
62. *Lowke J. J., Tanaka M.* The physics of non-thermionic cathodes of electric arcs // *The physics of non-thermionic cathodes of electric arcs*. — 2008. — P. 137–140.
63. *Von Engeland A., Robson A. E.* The excitation theory of arcs with evaporating cathodes // *Proceedings of the Royal Society*. — 1957. — Vol. A243. — P. 217–236.
64. Физические величины: Справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
65. *Smirnov B. M.* Reference data on atomic physics and atomic processes. — Springer Science+Business Media, 2008.
66. *Потанин Е. П.* Нагрев ионов гадолиниевой плазмы методом ионного циклотронного резонанса // *Журнал технической физики*. — 2006. — Т. 76, № 12. — С. 47.
67. *Колбягин Н. П., Сергеевский В. В., Яковлев Г. Н.* Химическая переработка облученного ядерного топлива. — М.: МИФИ, 1991.
68. Физико-химические свойства окислов / под ред. Г. Самсонов. — М.: Металлургия, 1978.
69. *Казенас Е. К., Цветков Ю. В.* Испарение оксидов. — М.: Наука, 1997.

70. *Фоменко В.* Эмиссионные свойства материалов. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1981.
71. *Okhara K., Ishikawa N., Sakai S., Matsumoto Y., Michikami O.* Oxygen defects created in CeO<sub>2</sub> irradiated with 200 MeV Au // The Seventh International Symposium on Swift Heavy Ions in Matter, Jun 2008, Lyon, France. — 2008.
72. *A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team.* — 2017. — NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.3), [Online].
73. *Козлов О. В.* Электрический зонд в плазме. — М.: Атомиздат, 1969.
74. *Pound G. M.* Selected values of evaporation and condensation coefficients for simple substances // J. Phys. Chem. Ref. Data. — 1972. — Vol. 1, no. 1. — P. 135–146.
75. *Honzawa T., Sekizawa T., Miyauchi Y., Nagasawa T.* Effects of space charges in gridded energy analyzer // Jpn. J. Appl. Phys. — 1993. — Vol. 32. — P. 5748–5753.
76. *Pretzler G.* A new method for numerical abel-inversion // Z. Naturforsch. — 1991. — Vol. 46a. — P. 639–641.
77. *Бронин С., Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* Скорость испарения в вакуум и давление насыщенного пара жидкого гадолиния в области температур 1700-2200 // Теплофизика высоких температур. — 1989. — Т. 27, № 5. — С. 863–867.
78. *Бронин С. Я., Полищук В. П.* Кнудсеновский слой при испарении и конденсации // Теплофизика высоких температур. — 1984. — Т. 22, № 3. — С. 550–556.
79. *Амиров Р. Х., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Лизякин Г. Д., Полищук В. П., Самойлов И. С., Смирнов В. П., Усманов Р. А., Ярцев И. М.* Прототип источника плазмы для технологии плазменной сепарации отработав-

- шего ядерного топлива // Всероссийская конференция «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП -2014. 20-23 мая 2014. Казань. Т. 1 / под ред. К. КНИТУ. — 2014. — С. 130.
80. *Акопов Ф. А., Боровкова Л. Б.* Высокоогнеупорный электропроводный керамический материал на основе диоксида церия // Теплофизика высоких температур. — 2011. — Т. 49, № 6. — С. 893—897.
81. *Семюхин И. А.* Физическая химия. — М.: МГУ, 2001.
82. *Konings R., Venes O., Kovacs A., Manara D., Sedmidubsky D., Gorokhov L., Iorish V., Yungman V., Shenyavskaya E., Osina E.* The thermodynamic properties of the f-elements and their compounds. Part 2. The lanthanide and actinide oxides // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 2014. — Vol. 43. — P. 013101.
83. *Глушко В. П., Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А., Хачкурузов Г. А., Юнгман В. С., Бергман Г. А., Байбуз В. Ф., Иорш В. С.* Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 1. — М.: Наука, 1978.
84. *Barrow R. F., Clements R. M., Harris S. M., Jenson P. P.* The electronic spectrum of gaseous CeO // The Astrophysical Journal. — 1979. — Vol. 229. — P. 439—447.
85. *Blackburn P. E., Hoch M., Johnston H. L.* The Vaporization of Molybdenum and Tungsten Oxides // The Journal of Physical Chemistry. — 1958. — Vol. 62, no. 7. — P. 769—773.
86. *Хольм Р.* Электрические контакты. — М.: Иностранной литературы, 1961.
87. *Amirov R. K., Vorona N. A., Gavrikov A. V., Zhabin S. N., Lizyakin G. D., Polistchok V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Yartsev I. M.* The stationary vacuum arc on the multi-component hot cathodes // Physics of Extreme States of Matter. — 2014. — С. 194.