

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

На правах рукописи

АЛИ РАФИД АББАС АЛИ

**НЕЛОКАЛЬНЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В
ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДАХ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ**

Специальность: 01.04.04. – физическая электроника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м.н., проф. Курбанисмаилов В.С.

Научный консультант:

к.ф.-м.н., доцент Рагимханов Г.Б.

МАХАЧКАЛА 2017

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА I. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНЫХ ОБЪЕМНЫХ РАЗРЯДОВ.....	28
§ 1.1. Современные представления о формировании ионизационных фронтов свечения и стримеров на начальных стадиях импульсных разрядов.....	28
§1.2. Динамика формирования и развития самостоятельных диффузных разрядов в газах высокого давления	39
§1.3. Роль приэлектродных процессов в формировании искрового канала	44
§1.4. Амплитудно-временные, спектральные и излучательные характеристики самостоятельных импульсных разрядов.....	48
ГЛАВА II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	57
§2.1. Генератор высоковольтных импульсов напряжения	57
§ 2.2. Регистрация электрических характеристик разряда	60
§ 2.3. Пространственные формы разрядов и методы их регистрации.....	61
§ 2.4. Спектроскопическое исследование разряда.....	63
ГЛАВА III. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО - ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ.....	65
§ 3.1. Механизм формирования самостоятельного объемного разряда.....	65
§ 3.2. Пространственно-временная динамика формирования и развития самостоятельного импульсного разряда в гелии	72
§ 3.3. Влияние начальных условий на пространственные картины формирования искрового канала в аргоне	79

§ 3.4. Моделирование формирования и развития ионизационных фронтов в инертных газах в предварительно ионизированной газовой среде	85
ГЛАВА IV. СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ	95
В ДИФФУЗНЫХ РАЗРЯДАХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ	95
§ 4.1. Проводимость и энерговклад в импульсном разряде гелия атмосферного давления	95
§ 4.2. Электротехнические и кинетические характеристики начальных стадий импульсного пробоя в гелии высокого давления	98
§ 4.3. Особенности оптического излучения импульсного объемного разряда в гелии высокого давления	103
ГЛАВА V. СИЛЬНОТОЧНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ	110
§ 5.1. Динамика формирования сильноточного диффузного разряда в инертных газах атмосферного давления	110
§ 5.2. Кинетические процессы и оптическое излучение плазмы сильноточного диффузного разряда в инертных газах атмосферного давления.....	119
5.2.1. Импульсный объемный разряд в гелии при высоких перенапряжениях	119
5.2.2. Сильноточный диффузный разряд в аргоне	131
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	139
ЛИТЕРАТУРА	141

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертации.

Широкий фронт исследований электрического пробоя как нестационарного процесса ионизации первоначально нейтрального газа, приводящий к образованию плазмы высокой проводимости, привел к появлению новых форм газового разряда. А именно, применение интенсивных электронных пучков и источников УФ излучения с последующим наложением электрического поля позволило осуществить объемное протекание тока через газовый зазор при давлениях газа вплоть до десятков атмосфер.

Плазма такого разряда по причине своей сильной неравновестности нашла широкое применение в качестве активной среды газовых лазеров. Такой разряд при атмосферных давлениях газа является неустойчивым, быстро контрагируется с последующим переходом в дуговую форму. При этом в активной среде газового лазера происходит срыв генерации когерентного излучения. Контракция объемного разряда (ОР) в искровой канал ограничивает наращивание энергии излучения газовых лазеров и является предметом интенсивных исследований.

Отдельные авторы считают, что в плазме ОР развиваются различные ионизационные неустойчивости, которые переводят плазму из равновесного состояния в контрагированное. Другие авторы считают, что появление на электродах яркосветящихся образований, называемых катодными или анодными пятнами, приводят к контракции ОР. Из катодных и анодных пятен начинается прорастание тонких каналов с повышенной электрической проводимостью, которые перемикают разрядный промежуток и приводит к переходу от ОР к канальной, то есть к контрагированию разряда. Поэтому проблемы контракции объемных разрядов высокого давления необходимо искать в прикатодных областях.

Автоэмиссионные и взрывные процессы на электродах объемных разрядов в газах атмосферного давления существенно изменяют динамику развития

разряда, влияют на кинетические процессы как в объеме промежутка, так и в приэлектродных областях, например, формирование диффузных каналов, привязанных к катодным пятнам и т.д. Поэтому важное значение имеет исследование роли взрывных процессов в формировании пробоя при напряжениях близких к статическим пробойным. Этот вид разряда широко распространен в технике высоких напряжений (пробой контактов, конденсаторостроение и т.д.).

С другой стороны, важное значение имеет физика процессов, происходящих на стадии формирования разряда, в том числе, влияние начальных условий эксперимента на эту стадию, которая к настоящему времени исследована не в полном объеме. К количественным данным начальных стадий пробоя относятся данные о распределении концентраций заряженных частиц в разрядном промежутке и электрического поля, частоты элементарных процессов (ионизации и возбуждения) и т.д. Экспериментально измерить эти параметры в ходе эксперимента невозможно, так как формирование разряда происходит за очень малые времена (единицы-десятки наносекунд). Альтернативой эксперименту является численный расчет на основе разработанных моделей и сравнение этих результатов с результатами эксперимента.

Для изучения физико – химических процессов плазменных объектов и их оптических свойств используются спектроскопические методы, которые исключают воздействие на плазму, и позволяют определить, как пространственное изменение плотности и температуры электронов в плазме, так и спектральный состав излучения. Сопоставление электрических характеристик разряда со спектральными позволяет определить, как длительность однородного горения ОР, так и момент зажигания катодных и анодных пятен по линиям материала вещества электродов.

В канале искры за очень короткое время давление возрастает до высоких значений. Быстрое образование областей высокого давления в газе представляет собой явление взрывного характера (скорость энерговыделения в локальной

области разряда становится намного больше скорости отвода тепла), вызывает рождение ударных волн. Исследования ударных волн в плазме, интенсивно проводимые в последние годы является актуальной задачей, представляющей общефизический интерес.

При экспериментальном изучении высоковольтных искровых разрядов возникают определенные трудности, связанные с высокими скоростями протекания процессов (требующие высокого временного разрешения), влияние электромагнитных наводок на регистрирующую аппаратуру и сигнальные кабели. Пространственно-временные картины формирования и развития искрового канала получают при помощи ЭОПов и скоростных фотокамер. В результате обработки таких данных можно определить, например, скорость распространения фронта свечения на начальных стадиях пробоя.

Так как инертные газы (*He*, *Ar*) высокого давления широко используются в качестве буферного газа во многих лазерных смесях, то представляет научный интерес как исследование влияния начальных условий на электрические, оптические и спектральные характеристики импульсных разрядов, так и изучение механизмов контрагирования объемных разрядов и их развитие в режиме сильноточной стадии протекания тока, а также исследование формирования ударных волн в этих газах.

Цель и задачи исследования. Данная диссертация посвящена изучению различными методами (электрическими, оптическими, спектральными и численным расчетом) нелокальных физических процессов в рабочих средах инертных газов (*He*, *Ar*) при образовании и развитии пространственных структур и определению энергетических, спектральных и временных характеристик пробоя в коротких перенапряженных промежутках, а с другой стороны - экспериментальному исследованию и теоретическому обоснованию механизмов формирования и распространения ударных волн, развивающихся из области расширяющегося катодного пятна и искрового канала по слабоионизованной плазме в газах высокого давления.

В этой связи задачи настоящей работы заключались в следующем:

1. По электрическим, пространственно-временным картинам развития тела свечения и на основе двумерной осесимметричной диффузионно-дрейфовой модели в предварительно ионизованной газовой среде выполнить исследование влияния условий формирования разряда на особенности формирования и развития на начальных стадиях катодонаправленной волны ионизации в инертных газах (*He, Ar*) высокого давления при возбуждении высоковольтными импульсами и определить факторы, влияющие на устойчивость ОР.

2. Анализ процессов, протекающих на электродах и в прикатодных областях разряда, и их роли в поддержании и развитии неустойчивостей объемного разряда на основе экспериментального исследования спектральных, временных и энергетических характеристик излучения плазмы диффузных разрядов в инертных газах до давлений ~ 5 атм при возбуждении высоковольтными импульсами с высокой напряженностью электрического поля.

3. Исследование роли нелокальных процессов ионизации газа на основе двумерной гибридной модели с учетом нелокальной зависимости скорости ионизации от напряженности электрического поля.

4. Исследование роли распыления материала электродов в кинетике и режимах формирования оптических свойств импульсных разрядах в гелии и аргоне, формируемых импульсным генератором на основе емкостных накопителей энергии при различных условиях возбуждения.

5. Разработка и развитие методов как для численного моделирования формирования и развития на начальных стадиях ионизационных фронтов в инертных газах в предварительно ионизированной газовой среде, так и для комплексного экспериментального и теоретического исследования механизмов формирования необычной формы разряда с объемным протеканием тока – сильноточный диффузный режим (СДР), а также распространения ударных волн при импульсных разрядах высокого давления.

Объектами исследования являются свободно расширяющиеся самостоятельные импульсные разряды в межэлектродных промежутках (1-3 см) в инертных газах (*He, Ar*) в диапазоне давлений 1-5 атм и прикладываемых полей 3-25 кВ/см.

Методы исследования. Для определения различных характеристик разряда использовались стандартные методики измерения, оценок ошибок эксперимента, регистрации осциллограмм импульсов тока разряда, напряжения на плазме объемного самостоятельного разряда с применением цифровых осциллографов типа Актаком и Tektronix.

Фотографирование пространственно-временных картин свечения промежутка осуществлялось с применением фотоэлектронного регистратора (ФЭР-2), спектр оптического излучения разряда регистрировался с помощью автоматизированного комплекса монохроматор-спектрограф (MS-3504i). Спектр излучения прикатодной плазмы регистрировался монохроматором с дифракционной решеткой (МДПС-3) с дисперсией 0,2-0,3 нм/мм. В некоторых экспериментах использовалась система щелей, позволяющая регистрировать с помощью фотоумножителя временной ход свечения из различных областей разрядного промежутка.

Исследование роли нелокальных процессов ионизации газа на начальных стадиях импульсного пробоя выполнялось на основе разработанной двумерной гибридной модели, которая учитывала нелокальную зависимость скорости ионизации от напряженности электрического поля.

В экспериментах для регистрации основных характеристик разряда использовались цифровые методы накопления и регистрации полезного сигнала. Кроме того, результаты экспериментальных исследований сравнивались с результатами теоретического (численного) моделирования.

Временное разрешение различных экспериментальных методов: электрических, оптических и спектральных составляло ≈ 10 нс.

Метод решения поставленных задач заключался в:

- регистрации осциллограмм тока и напряжения на пробойных (высоковольтных) и сильноточных стадиях импульсов в разрядном промежутке;
- регистрации осциллограмм импульсов излучения прикатодной плазмы на стадиях сильноточного режима горения;
- наблюдении однородности горения объемного самостоятельного разряда (ОСР) путем фотографирования разрядной зоны;
- управлении характером поведения самостоятельного разряда путем изменения в широких пределах таких параметров, как напряжение на емкостном накопителе энергии, (напряжение на разрядном промежутке), энергии, вводимой в разряд и давлении газа;
- анализе полученных экспериментальных данных и их сопоставлении с результатами численных расчетов.

Информационную базу исследования составили научные источники в виде данных и сведений из книг, журнальных статей, материалов научных конференций, семинаров.

Достоверность научных результатов и обоснованность научных положений базируется на использовании современных средств диагностики с высоким временным и пространственным разрешением, фундаментальных физических законов, согласованности полученных результатов с имеющимися данными других авторов, систематичности экспериментальных и теоретических исследований в широком диапазоне начальных условий для различных газовых сред, согласием полученных экспериментальных данных с результатами численного моделирования исследуемых явлений.

Научная новизна исследования. Большинство полученных в работе результатов исследований являются оригинальными и получены впервые. Основные новые научные результаты работы состоят в следующем:

1. Выполнено моделирование импульсного разряда на основе двумерной осесимметричной модели с учетом нелокальности ионизационных и дрейфовых

характеристик электронов. Получены количественные данные о динамике изменения напряжения и тока разряда, концентрации электронов и ионов, распределения потенциала, фотоэлектронной и ион-электронной составляющих тока вторичной эмиссии с катода, и энергии, вводимой в промежуток.

2. Установлено, что формирование объемного разряда происходит в процессе развития одной катодонаправленной волны ионизации, а наличие микронеоднородностей на поверхности разряда могут быть причиной формирования СДР. Показано, что учет нелокальности приводит к росту напряженности электрического поля на фронте волны ионизации и ее скорости.

3. Впервые выполнен качественный анализ кинетики формирования оптического излучения прикатодной плазмы самостоятельных разрядов в инертных газах (*He*, *Ar*), позволяющий определить механизм контракции объемных разрядов в искровой канал и СДР. Показано, что в процессе перехода объемного разряда в искровой канал и в сильноточный диффузный режим, в спектре прикатодной плазмы зажигаются новые линии материала вещества электродов.

4. Проведено комплексное экспериментальное исследование формирования ударных волн в газах высокого давления с наносекундным временным разрешением. Экспериментально и расчетами показано, что разлет плазмы катодного пятна носит адиабатический характер.

Научная и практическая ценность работы определяется актуальностью темы и научной новизной полученных в работе результатов. Результаты выполненных комплексных экспериментальных и расчетных исследований будут способствовать дальнейшему развитию физических представлений об импульсных разрядах, развивающихся в газах высокого давления (порядка атмосферного), в частности, объяснению наблюдаемых больших скоростей распространения фронтов свечения в плотных газах, распространения ионизации в сторону катода при атмосферных давлениях.

Полученные в работе новые результаты о характере формирования объемного разряда, режиму однородного горения диффузного разряда и перехода объемного разряда в искровой канал или в СДР могут быть использованы для устранения неоднородности плазмы и улучшения характеристик газовых лазеров и систем их инициирования. С практической точки зрения, результаты проведенного исследования и полученные новые закономерности интересны в том отношении, что позволяют выявить новые возможности изучения и исследования ударных волн, а также важны для понимания физической сущности ряда интересных явлений природы.

Полученные в работе результаты по формированию и распространению ударных волн в слабоионизованной плазме могут быть использованы при исследовании движения тел со сверхзвуковыми скоростями в ионизованном воздухе, для повышения эффективности плазмохимических устройств и оптимизации параметров быстропроточных газовых лазеров.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Результаты комплексного исследования (экспериментально и на основе двумерной осесимметричной диффузионно-дрейфовой модели) влияния условий формирования разряда на особенности формирования и развития на начальных стадиях катодонаправленной волны ионизации в инертных газах (*He*, *Ar*) высокого давления при возбуждении высоковольтными импульсами и определения факторов, влияющих на устойчивость ОР, что важно для обобщения физических представлений о механизме пробоя газов высокого давления на начальных стадиях и улучшения характеристик различных устройств, работа которых связана с использованием пробоя газовых промежутков.

2. Двумерная осесимметричная диффузионно-дрейфовая модель формирования импульсного объемного разряда в инертных газах (*He*, *Ar*) высокого атмосферного давления в сантиметровом межэлектродном промежутке, учитывающая нелокальную зависимость скорости ионизации от

напряженности электрического поля и позволяющая корректно описать основные параметры разряда на стадии формирования. Результаты численного моделирования особенностей формирования волны ионизации на стадии формирования импульсного объемного разряда в инертных газах (He, Ar) атмосферного давления.

3. Экспериментальные результаты детальных исследований влияния внешних условий на кинетические процессы и оптическое излучение плазмы самостоятельного импульсного разряда в инертных газах атмосферного давления для различных режимов формирования и горения разряда, а именно: однородный объемный разряд, объемный разряд с катодными пятнами, контрагированный разряд, сильноточный диффузный режим.

4. Результаты влияния перенапряжения на интенсивность спектра излучения прикатодной плазмы в условиях распыления материала электрода.

5. Результаты влияния микронеоднородностей на поверхности катода на процесс формирования и устойчивости однородного объемного разряда и адиабатический характер процессов расширения катодного пятна с характерным начальным размером взрывоэмиссионного центра ($\sim 10^{-6}$ м.) и временем охлаждения плазмы катодного пятна ($\sim 10^{-8}$ с).

Личный вклад автора. Основные результаты экспериментов и расчетов, представленные в диссертации, получены непосредственно автором или при его определяющем личном участии. Анализ всего цикла работ, выводы диссертации и основные положения, выносимые на защиту, выполнены автором совместно с научным руководителем и консультантом.

Апробация результатов исследования и публикации. Материалы, содержащиеся в настоящей диссертационной работе, докладывались на ежегодных научных конференциях физического факультета ФГБОУ ВО «Дагестанский государственный университет», на Всероссийской конференции «Современные проблемы физики плазмы» (Махачкала, 2013), на VI Всероссийской научно - практической конференции "Научная инициатива

иностранцев студентов и аспирантов российских вузов» (Томск, 2013), на Всероссийской конференции "Физика низкотемпературной плазмы" (Казань, 2014), на VIII, IX Всероссийских конференциях по физической электронике, (Махачкала, 2014, 2016), на XLII, XLIII Международных конференциях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Звенигород, 2015, 2016), на II Всероссийской конференции «Современные проблемы физики плазмы и физической электроники» (Махачкала, 2015), на Российской научно-практической конференции с международным участием «Фундаментальные проблемы и прикладные аспекты химической науки и образования» (Махачкала, 2016).

Публикации. Основные материалы диссертационной работы отражены в 16 печатных работах, в том числе 6 статей в журналах, входящих в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, 10 докладах и тезисах докладов на Региональных, Всероссийских и Международных конференциях.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения; содержит 159 страниц, включая 43 рисунка и 12 таблиц. Список цитируемой литературы насчитывает 169 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулированы основные задачи и цели исследования, а также основные положения, выносимые на защиту, показана научная новизна полученных результатов. Приводится краткое содержание диссертации.

В первой главе, приводятся экспериментальные и теоретические результаты, описывающие формирование таунсендовского, стримерного и объемного разрядов в газах высокого давления. Особое внимание уделяется как моделям, описывающим начальные стадии пробоя на основе развития ионизационных фронтов, так и современным представлениям о формировании

стримерных разрядов, а также формированию объемного разряда и его контракции в искровой канал. Отмечается, что широко применяемые электрофизические, оптические методы диагностики (спектральные, ФЭР и СФР-граммы и т.д.) в целом позволяют извлечь информацию о пространственно-временной структуре разряда, проследить переход одной формы разряда к другой, оценить параметры плазмы разряда и описать эти явления на основе различных моделей.

Описаны условия, определяющие режим формирования и стационарного горения ОР. Показано, что наличие предыонизации газа является одним из необходимых условий зажигания объемного разряда, длительность и устойчивость которого ограничивается неустойчивостями, возникающими в приэлектродных областях.

Изучены роль приэлектродных процессов в формировании искрового канала, амплитудно-временные, спектральные, излучательные и поглощательные характеристики самостоятельных импульсных разрядов.

Во второй главе диссертации приводится описание экспериментальной установки и методов измерений параметров плазмы импульсных разрядов в инертных газах атмосферного давления. Диагностический стенд включает в себя вакуумную систему ($\approx 10^{-5}$ Торр), спектрографы (СТЭ-1, ДФС-458 С), монохроматор (МДПС-3), автоматизированный комплекс монохроматор-спектрограф (MS-3504i), генератор импульсов напряжения (амплитудой до 30 кВ и фронтом нарастания ≈ 10 нс), фотоумножители (ФЭУ-30, ФЭУ-77, ФЭУ-79, ФЭУ-87), разрядная камера из нержавеющей стали с кварцевыми окнами, скоростные и цифровые осциллографы (С8-14, С1-75, АСК-2150 и Tektronix), систему синхронизации (ГЗИ-6) и предыонизации (создаваемая плотность электронов $n_0 \approx 10^7 - 10^8$ см⁻³). Обосновываются также основные методики измерений и анализируются их погрешности.

В третьей главе диссертации рассматриваются результаты исследования пространственно - временной динамики формирования и развития импульсного разряда в инертных газах (He, Ar) высокого давления.

В § 3.1 изучены механизмы формирования объемного самостоятельного разряда в гелии в условиях многоэлектронного инициирования для различных начальных условий.

Показано, что в He при атмосферном давлении при малых прикладываемых полях ($E_0 < E_{кр} = 6$ кВ/см) горит однородный объемный разряд, а развитие незавершенных анодонаправленных каналов, привязанных к катодным пятнам с высокой проводимостью (плазменных каналов) начиналось при плотности тока ~ 40 А/см². Увеличение плотности тока до 60 А/см² ведет к дальнейшему продвижению незавершенных анодонаправленных каналов и формированию искрового канала. Результаты экспериментальных исследований формирования импульсного ОР показывают, что однородность и устойчивость плазменного столба напрямую определяется условиями формирования разряда.

Приведены характерные зависимости концентрации электронов предыонизации n_0 , от давления газа, требуемые для получения предельно - однородного объемного самостоятельного разряда для трех значений поля. Показано, что с увеличением давления газа необходимое значение концентрации электронов предыонизации для зажигания ОР уменьшается.

При увеличении давления газа в промежутке (уменьшение отношения E/p) разряд расконтрагируется и горит однородно при полях $E_0/p \leq E_{кр}/p = 7,5$ кВ/см атм. При полях $E_0/p > E_{кр}/p$ наблюдается большая плотность катодных пятен, из которых начинается формирование незавершенных каналов, а столб разряда еще сохраняет однородную форму горения. Закономерности горения разряда сохраняются и при высоких давлениях (до 5 атм).

Выполненные в § 3.1 исследования позволяют заключить, что:

1. Формирование однородного плазменного столба происходит при условии перекрытия соседних электронных лавин, однако при этом в прикатодной

области возможно образование зоны обедненной электронами с образованием зарядовых и других неустойчивостей, которые уже на ранней стадии формирования разряда могут привести к расслаиванию разряда.

2. Исключив условия формирования неустойчивостей за счет варьирования параметров E , p и n_0 можно получить предельно-однородный объемный разряд в He атмосферного давления.

3. Определены критерии формирования предельного объемного разряда в гелии атмосферного давления, в основе которого лежит условие пространственного перекрытия электронных лавин, в зависимости от амплитуды прикладываемого поля и давления газа. Показано, что с увеличением величины прикладываемого поля увеличивается граничное значение концентрации электроновпредыонизации.

В § 3.2 приведены результаты экспериментальных исследований с применением ЭОП типа ФЭР-2 пространственно-временной динамики развития оптической картины в гелии атмосферного давления в коротких промежутках ($d = 1$ см) при напряжениях от статистического пробойного до сотни процентов перенапряжений. Исследования выполнены как при наличии предыонизации, так и без нее.

Анализ картин формирования разряда показывает, что при концентрации электронов предыонизации $n_0=10^8$ см⁻³ и полях 3 кВ $<U_0<6$ кВ в промежутке формируется разряд с высокой однородностью свечения и длительностью горения. При напряжениях $U_0 > 6$ кВ формируются диффузные каналы, привязанные к катодным пятнам. Причем число диффузных каналов тем больше, чем выше и однороднее поле.

Для изучения влияния давления газа были получены покадровые картины формирования и прорастания искрового канала для величин $U_0=9$ кВ, $p=3$ атм, которые показывают, что на фоне слабого диффузного свечения на катоде возникает очаг повышенной плотности. Далее из катодной плазмы прорастает

искровой канал, который перекрывает разрядный промежуток за 280 - 300 нс (со скоростью до $\approx 3 \cdot 10^6$ см/с).

Время существования ОР определялось синхронизацией электрических измерений с пространственно-временными картинами свечения промежутка, снятых ЭОПом (ФЭР-2) в режиме щелевой развертки с точностью 2 - 3 нс подачей импульса тока (или напряжения) на отклоняющие пластины ЭОП (УМИ- 92) синхронно с разверткой свечения разряда. При этом учитывался сдвиг по времени между световым и электрическим сигналами.

Были получены фотографии щелевой развертки (в динамическом режиме работы ФЭР-2) как совместно с импульсом напряжения, так и без него. Исследования позволили определить времена, с которых начинается процесс прорастания искрового канала (начало контракции). Фотографии щелевой развертки показывают, что в определенный момент времени на катоде зажигается катодное пятно, которое на пространственно-временных картинах разворачивается в виде яркой дорожки. Катодное пятно отделено от столба разряда некоторым темным пространством.

С увеличением давления газа в промежутке длительность однородного горения ОР уменьшается, что связано с увеличением напряжения на столбе разряда (напряжение горения ОР) [9], приводящая к росту ионизационных процессов за счет ударной и ступенчатой ионизации. Бурный некомпенсированный рост концентрации электронов приводит к росту проводимости и спаду напряжения до дугового значения, после чего разряд переходит в рекомбинационный режим и гаснет.

Полученные в работе картины распределения интенсивности излучения в промежутке как вдоль поля, так и поперек электродов также показывают, что процесс контракции определяется приэлектродными явлениями.

Анализ результатов экспериментальных исследований электрических характеристик и пространственной временной картины формирования

импульсного разряда в гелии позволили установить границы по отношению E/p для различных форм протекания тока разряда, а именно:

1. Экспериментально исследованы электрические и пространственно-временные характеристики объемного разряда (ОР) и переход разряда из стадии объемного горения в канальную стадию. Показано, что в стадии формирования разряда при плоских электродах с радиусом кривизны $R = 30$ см возникают катодные пятна полусферической формы. При высоких перенапряжениях (в зависимости от рода газа) над ними образуются плазменные факелы, сложение которых создает объемный столб плазмы разряда высокой проводимости (СДР – сильноточный диффузный режим разряда). Однородность разряда повышается с увеличением плотности катодных пятен и давления газа в промежутке.

2. Экспериментальные результаты электрических и оптических характеристик, позволяющие обобщить качественные представления о развитии на начальных стадиях искрового разряда в инертном газе (He) ионизационных фронтов, механизмы и скорости их распространения при различных давлениях и энерговкладах.

3. При $3 \text{ кВ}/(\text{см атм}) \leq E/p \leq 6 \text{ кВ}/(\text{см атм})$ в промежутке формируется однородный и устойчивый импульсный разряд. При $6 \text{ кВ}/(\text{см атм}) < E/p \leq 13 \text{ кВ}/(\text{см атм})$ в промежутке формируются диффузные каналы привязанные к катодным пятнам, число которых определяется величиной E/p . При увеличении энерговклада возможно прораствание искрового канала вдоль образовавшегося диффузного канала. При $E/p \geq 15 \text{ кВ}/(\text{см атм})$ формируется сильноточный диффузный разряд, представляющий большое количество перекрывающихся друг с другом диффузных каналов, в котором отсутствует контракция.

В § 3.3 представлены экспериментальные результаты по формированию искрового канала в Ar в условиях предварительной ионизации газа. Ионизация газа в промежутке осуществлялась от источника УФ - излучения, который располагался в том же газе на расстоянии (5-7) см от оси основного промежутка. Расстояние d между алюминиевыми электродами равно 1 см, а диаметр

электродов - 4 см. Использовались два типа электродов - сферические с радиусом кривизны $R \approx 30$ см и плоские.

Промежуток пробивался подачей импульса напряжения с длительностью переднего фронта ~ 10 нс после прекращения его облучения внешним ионизатором. Напряжение пробоя менялось от статического пробойного значения $U_{ст} = 6,8$ кВ до 20 кВ. Длительность светового импульса подсветки составляла 600 нс. Межэлектродное расстояние подсвечивающего промежутка и разрядника устанавливались таким образом, чтобы пробойный импульс подавался на исследуемый промежуток через 100 - 150 нс после подсветки.

Выполненные исследования показывают, что однородный слаботочный разряд формирует ионизационный фронт, распространяющийся с анода. В таунсендовских и объемных разрядах искровой канал инициируется процессами на катоде. В таунсендовских разрядах в аргоне, когда ионизационный фронт подходит к катоду интенсивность свечения столба резко возрастает и катодная часть замыкается узким ($d=0,2$ мм) нитевидным свечением. Диаметр диффузного канала на этой стадии составляет 4 мм. Через 20-25 нс (в аргоне) после перекрытия промежутка ионизационным фронтом появляется яркое катодное пятно, и разряд принимает форму конуса с вершиной у катода.

Яркость катодного пятна значительно выше яркости столба и катодная часть имеет ярко очерченные границы ($d=0,2-0,3$ мм) и диаметр столба свечения сужается (у анода 2-3 мм). По времени образование катодного пятна совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на разрядном промежутке. Сопротивление промежутка в момент замыкания прикатодной области составляет 10^3 Ом. На начальных стадиях развития катодное пятно имеет полусферическую форму и скорость его расширения составляет $2,5 \cdot 10^6$ см/с.

Результаты экспериментальных исследований картин формирования импульсного разряда в аргоне атмосферного давления позволили обнаружить следующие характерные особенности этого процесса:

1. В предварительно ионизированной среде в аргоне ($n_0 \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$) при незначительных перенапряжениях $W=10-100 \%$ возможна объемная форма протекания разряда. Формирование плазменного столба происходит в процессе распространения к катоду волны ионизации со скоростью $\approx 2-5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. По мере продвижения фронта свечения к катоду электронная концентрация в нем возрастает и достигает значений $\approx 10^{13}-10^{14} \text{ см}^{-3}$.

2. Высокие значения поля в прикатодной области инициирует образование катодного пятна и слабосветящегося узкого канала, который прорастает к аноду со скоростью $\approx 10^6 \text{ см/с}$, которое завершает процесс образования искрового канала.

В § 3.4 получены результаты двумерного моделирования формирования волнионизации в инертных газах (*He, Ar*) в предварительно ионизированной газовой среде.

Расчет проводился в двумерной осесимметричной постановке с плоскими параллельными электродами радиусом $R=2 \text{ см}$ и межэлектродным расстоянием $d=1 \text{ см}$. Движение электронов, ионов описывалось в рамках диффузионно-дрейфовой модели вместе с уравнением Пуассона и уравнением энергии для нейтрального газа.

Рассмотрены результаты численного моделирования процесса формирования объемного разряда для следующих предположений: а) катод считается идеально гладким; б) на катоде задается одна микронеоднородность; в) на катоде имеются три микронеоднородности.

В первом случае мы сможем понять общую динамику формирования и развития начальной стадии разряда. А второй и третий случаи позволят изучить роль микронеоднородностей, а также их количество на катоде при формировании и развитии импульсного объемного разряда. По описанной выше расчетной модели был исследован процесс формирования импульсного ОР в *He* и *Ar* в сантиметровом межэлектродном промежутке при напряжениях в диапазоне $U_0=(4-15) \text{ кВ}$ и давлении газа 1 атм.

Численно исследован разряд в гелии и получены характерные распределения концентрации электронов и напряженности поля в межэлектродном промежутке для различных моментов времени. Эти результаты показывают, что вначале происходит поляризация плазмы близи катода. Электроны вследствие дрейфа уходят из прикатодной области, и образуется зона, где концентрация электронов меньше чем ионов. В результате поляризации напряженность электрического поля в прикатодной области возрастает, что приводит к росту процессов ударной ионизации. По мере удаления от катода плотность электронов в поляризованном слое также возрастает.

Это приводит к смещению максимумов электронной плотности и поля к катоду. Из-за разного направления скоростей дрейфа заряженных частиц максимумы плотности электронов и ионов смещены друг относительно друга, и на профиле поля наблюдается минимум. С приходом волны ионизации на катод происходит релаксация основных параметров плазмы и электрического поля в катодном слое. Время установления определяется скоростью дрейфа ионов в сильных электрических полях.

Результаты расчетов показывают, что напряженность поля в прикатодном слое на стадии объемного горения достигает $\sim 10^4$ - 10^5 В/см. Это особенно важно на начальной стадии формирования разряда, когда происходит развития катодонаправленной волны ионизации.

Были выполнены также расчеты формирования объемного разряда без учета и с учетом нелокальности ионизационных и дрейфовых характеристик электрона. Показано, что использование нелокальных поправок приводит к увеличению скорости волны ионизации, а основные характеристики разряда изменяются незначительно и с приемлемой точностью могут рассчитываться в рамках локального подхода.

На основе расчетов были также получены результаты двумерного осесимметричного моделирования поведения пространственного распределения

параметром импульсного разряда в аргоне высокого давления при аналогичных условиях.

Механизмы формирования катодонаправленных волн ионизации в гелии и аргоне аналогичны. Характерное значение концентрации электронов на стадии объемного горения определяется приведенной напряженностью поля E/p . В частности, при $E/p=10$ В/(см атм) концентрация электронов составляет $\sim 10^{14}$ см⁻³ и удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. При наличии микронеоднородностей на поверхности катода поля будут иметь значения на порядок выше. Поэтому необходимо изучение роли таких микронеоднородностей как на стадии формирования разряда, так и на более поздних стадиях.

Для аргона получены также характерные значения распределения концентрации электронов и напряженности электрического поля на промежутке для различных моментов времени в случае, когда на катоде имеются три микронеоднородности.

Расчеты показывают, что микронеоднородности существенно не искажают фронт волны ионизации, но с приходом волны ионизации на катод формируются совокупность диффузных каналов, привязанных к микронеоднородностям. Следовательно, можно предположить, что с увеличением амплитуды прикладываемого поля роль микронеоднородностей увеличивается и разряд должен состоять из большого числа диффузных каналов, характерное значение тока и энерговклад в которых недостаточны для развития искрового канала, что и наблюдается на эксперименте.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований (§3.4) позволяют сделать следующие выводы:

1. Экспериментально и численно установлено, что формирование плазменного столба в *He* и *Ar* происходит в процессе распространения к катоду катодонаправленной волны ионизации со скоростью $\approx 10^7$ - 10^8 см/с. По мере

продвижения фронта свечения к катоду электронная концентрация в промежутке возрастает и при перекрытии промежутка достигает значений $\approx 10^{13}-10^{14}$ см⁻³.

Развития диффузных каналов от множества микронеоднородностей возможно служить причиной формирования в промежутке сильноточного диффузного разряда, в котором контракция практически отсутствует.

В четвертой главе диссертации исследованы спектральные характеристики и кинетические процессы в импульсных разрядах инертных газов атмосферного давления.

В § 4.1 определены проводимость и энерговклад на различных стадиях импульсных разрядов инертных газов атмосферного давления. Представлены результаты экспериментальных исследований мощности вкладываемой в разряд в широком диапазоне изменения начальных условий.

Показано, что с увеличением отношения E/p максимальная мощность и энергия вкладываемые в разрядный промежуток увеличиваются и основная доля энергии вкладывается в разряд на стадии объемного горения.

В § 4.2 изучены кинетические свойства плазмы импульсного разряда в гелии на различных стадиях развития, на основе которых можно заключить:

1. Выполнены оценочные расчеты характерных частот (электрон-атомных, электрон-электронных и электрон-ионных) столкновений на различных стадиях для различных форм развития разряда в гелии атмосферного давления. Рассчитаны характерные параметры разряда: проводимость и средняя температура электронов.

2. Приведенные оценки позволяют установить, что на стадии объемного горения и стримерной стадии частота электрон-ионных столкновений в разряде ν_{ei} намного меньше, чем частота электрон-атомных столкновений, т.е. $\nu_{ei} \ll \nu_{en}$, $\nu_{ei} \approx 10^8$ с⁻¹. Отсюда следует, что плазма объемного разряда является слабоионизованной, а в плазме искрового канала $\nu_{ei} \approx \nu_{ee}$ и плазма в этих условиях является сильноионизованной.

В § 4.3 изучены особенности оптического излучения импульсного объемного разряда в гелии высокого давления. В частности, получены результаты исследования спектральных характеристик импульсного объемного разряда (ОР) в He атмосферного давления в режиме однородного горения, в режиме перехода ОР в искровой канал и в режиме перехода ОР в сильноточный диффузный режим (СДР).

Изучен временной характер формирования и развития спектрального состава излучения самостоятельного объемного разряда в гелии и выявлены наиболее интенсивные спектральные линии исследуемого газа (*He*) и материала вещества электродов (*Fe*), возбуждаемые в разряде в области спектра (300–800 нм). Показано, что с увеличением величины приведенной напряженности электрического поля E/p интенсивности излучения в спектральных линиях увеличивается.

Для сравнения приведен панорамный спектр разряда в области длин волн 370-430 нм для двух значений прикладываемого к промежутку напряжения ($U_0=10$ кВ и $U_0=12$ кВ), из которого следует, что с увеличением энерговклада в разряд растет как относительная интенсивность спектральных линий, так и возбуждаются в разряде новые спектральные линии исследуемого газа (*He*) и материала вещества электродов (*Fe*).

С другой стороны, был исследован панорамный спектр разряда в области спектра 670 - 730 нм для двух значений прикладываемого к промежутку поля ($U_0= 7$ кВ – объемный разряд, $U_0 =12$ кВ – контрагированный разряд).

Следует отметить, что с увеличением энерговклада в разряд растет как относительная интенсивность спектральных линий, так и возбуждаются в разряде новые спектральные линии исследуемого газа и материала вещества электродов. Например, при $U_0=3$ кВ энерговклад в разряд составляет 0,0675 Дж, при этом разрядный промежуток представляет собой столб однородной плазмы высокой проводимости. При этом в разряде возбуждаются в основном атомарные линии *He*. Интенсивность многих спектральных линий (*He*, *Fe*),

возбуждаемых в разряде увеличивается с увеличением амплитуды прикладываемого поля. В месте с тем, интенсивности некоторых линий *HeI*: 728,135 нм, 706,52 нм и 587,56 нм слабо зависят от величины прикладываемого к промежутку поля.

Таким образом, в § 4.3 экспериментально исследованы спектральные характеристики объемного разряда (ОР) в гелии и переход разряда из стадии объемного горения в канальную стадию. Изучены особенности спектра излучения исследуемого газа и спектра материала вещества электродов при различных начальных условиях, а именно в режиме однородного горения ОР, в режиме перехода ОР в искровой канал и в режиме перехода ОР в СДР.

В пятой главе подробно исследованы кинетические характеристики и оптическое излучение сильноточных импульсных разрядов в инертных газах высокого давления.

Динамика формирования сильноточного диффузного разряда в инертных газах атмосферного давления подробно описана в § 5.1. Анализ экспериментальных результатов перехода в гелии диффузного ОР в контрагированный разряд и в СДР в широком диапазоне изменения начальных условий показывает, что увеличение энерговклада в разряд приводит к контрагированию ОР в искровой канал при критическом значении отношения $E_{кр}/p \approx 13$ кВ/атм·см. На интегральных картинах с ростом давления (при давлениях 2, 3 атм в условиях эксперимента) разряд расконтрагируется и горит однородно и диффузно, так как приведенные значения отношения E/p с ростом давления при тех же полях оказываются малыми, существенно не достигающими критической величины $E_{кр}/p \approx 13$ кВ/атм·см.

Показано, что при большом значении запасенной энергии $CU^2/2 \geq 1$ Дж (величина накопительной емкости $C=1,5 \cdot 10^{-8}$ Ф, поля $E_0 \geq 12$ кВ/см) и значительных перенапряжениях $W \geq 300\%$ ($p=1$ атм, $d=1$ см) объемный разряд в *He* преобразуется в сильноточный диффузный режим с удельной мощностью

$\sim 10^6$ Вт/см³, плотностью тока $\sim 10^2$ – 10^3 А/см², концентрацией электронов $\sim 10^{16}$ см⁻³ и температурой ~ 1 -2 эВ.

Развитие объемного разряда затормаживается на промежуточной стадии - диффузные каналы, которые сливаясь, образуют однородный столб разряда высокой проводимости с высокой концентрацией электронов ($\sim 10^{16}$ см⁻³) и плотностью тока порядка 10^2 - 10^3 А/см². Дальнейшее повышение напряжения приводит к росту числа катодных пятен на поверхности катода, из которых прорастают диффузные каналы. Диаметр столба растет по мере увеличения приложенного напряжения.

Аналогичные измерения выполнены и в аргоне. Показано, что в аргоне начиная с некоторого критического напряжения (зависящего от давления), переход к искровому каналу не наблюдается при вкладываемой энергии ≤ 1 Дж и при перенапряжениях более 75% формируется сильноточный диффузный разряд (СДР) с удельной мощностью $\sim 10^7$ Вт/см³, плотностью тока $\sim 10^3$ – 10^4 А/см², концентрацией электронов $\sim 10^{17}$ см⁻³ и температурой ~ 1 эВ. Основным механизмом ионизации является ступенчатая ионизация, а каналом гибели электронов - диссоциативная рекомбинация.

Результаты исследований также показывает, что варьируя пробойным напряжением, удается в определенных пределах регулировать параметры плазмы СДР. Удельная мощность энерговклада в сильноточный диффузный разряд составляет $\sim 10^7$ Вт/см³. Эти особенности СДР в сочетании с малой индуктивностью (по сравнению с искровым каналом) дают возможность создания импульсных тиратронов и коммутаторов тока, работающих в режимах горения СДР.

Экспериментальные результаты формирования и развития ударных волн (УВ) в инертных газах высокого давления также представлены в § 5.1. По спектрам излучения прикатодной плазмы и по пространственно-временным картинам развития тела свечения изучен процесс расширения плазмы катодного пятна (КП) и формирование УВ, приводящих к образованию диффузных

каналов, привязанных к КП в импульсных ОР в гелии в диапазоне давлений 1-5 атм и прикладываемых напряжений от статистического пробивного до сотни процентов перенапряжений в сантиметровых промежутках. В рамках сферически симметричной модели получены аналитические выражения для расчета радиуса плазмы катодного пятна и скорости его расширения, удовлетворительно согласующихся с экспериментальными данными

Результаты экспериментальных данных и теоретических оценок кинетических характеристик и оптического излучения сильноточных импульсных разрядов в инертных газах высокого давления представлены в §5.2. Изучены особенности спектра излучения исследуемого газа и спектра материала вещества электродов при различных начальных условиях, а именно в режиме однородного горения ОР, в режиме перехода ОР в искровой канал и в режиме перехода ОР в СДР. Показано, что спектр прикатодной плазмы характеризуется интенсивными линиями материала вещества электродов. По методу относительных интенсивностей определена температура электродов в плазме катодного факела, а по Штарковскому уширению спектральных линий определены характерные значения концентрации электронов.

В заключении диссертации сформулированы основные результаты и выводы работы.

ГЛАВА I. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНЫХ ОБЪЕМНЫХ РАЗРЯДОВ

§ 1.1. Современные представления о формировании ионизационных фронтов свечения и стримеров на начальных стадиях импульсных разрядов

В различных газах на начальных стадиях импульсного пробоя формируются ионизационные фронты свечения [1,2]. Авторы считали, что переход от стадий лавинных генераций к последующей стадии распространения в промежутке ионизационных фронтов свечения связано с накоплением объемного заряда положительных ионов вблизи анода, что в свою очередь приводит к искажению внешнего поля. В усиленном поле происходит интенсивная ионизация, которая приводит к формированию и распространению к катоду ионизационных фронтов.

Например, в работе [1] с помощью электронно-оптической съемки и фотоэлектрической регистрации впервые приведены экспериментальные результаты о формировании в азоте волн ионизации.

В работе [3] подробно с применением высокоскоростной фотографии получены экспериментальные результаты, показывающие особенности формирования и развития на начальных стадиях импульсного пробоя ионизационных волн в инертных газах He и Ar атмосферного давления как при наличии источника предыонизации, так и без него.

Теоретические исследования динамических характеристик таунсендовских разрядов проводились в [4]. Для описания переходных процессов газового разряда в этих работах использовались модели, в которых учитывались механизм лавинного размножения электронов в газе и освобождение вторичных электронов из катода потоком ионов. При этом считалось, что плотность тока мала, так что неоднородность электрического поля за счет объемного заряда ионов невелика.

В работе [5] во время пробоя промежутка наносекундными импульсами высокого напряжения в неоднородном электрическом поле проведены исследования динамики ионизационных процессов при высоком давлении азота, воздуха и SF₆. Показано, что пробой промежутка при обеих полярностях электрода с малым радиусом кривизны происходит за счет двух волн ионизации, первая из которых инициируется убегающими электронами.

В работе [6] экспериментально исследованы предпробойные стадии пробоя в азоте при давлениях до десятки атмосфер при приложении к промежутку высокого напряжения свыше 140 кВ с длительностью фронта нарастания импульса напряжения ~ 1 нс. Время формирования пробоя была меньше длительности фронта, поэтому пробой промежутка происходит на фронте импульса напряжения. Обнаружено, что для неоднородного электрического поля время формирования пробоя определяется временем развития лавины до критического усиления. Последующие стадии до пробоя – распространение волны ионизации и нарастание проводимости в слабоионизованном канале и перекрытие разрядного промежутка оказываются меньше или равны длительности фронта нарастания.

В работе [7] в субнаносекундном диапазоне в условиях однородного электрического поля получены данные по напряжениям коммутации и временам формирования пробоя в азоте в зависимости от давления (в диапазоне 1-40 атм) газа и степени перенапряжения разрядного промежутка. Показано, что зависимость времени формирования пробоя от электрического поля и давления подчиняется закону подобия, что говорит о многоэлектронном характере инициирования разряда.

Влияние на динамические характеристики волн ионизации различных типов катодов изучено в работе [8]. Показано, что при инициировании разряда импульсами отрицательной полярности максимальная скорость распространения волн ионизации наблюдается, когда катод остается холодным, а максимальное обострение переднего фронта импульса тока разряда

наблюдается при накаленном катоде. Изучены также подробно механизмы наблюдаемых явлений.

В работе [9] представлены результаты численного моделирования ионизационных процессов для разряда в гелии при атмосферном давлении между игольчатыми электродами. Физическая модель ионизационных процессов строилась на базе самосогласованной системы уравнений непрерывности для потоков заряженных частиц (электронов и положительных ионов) и уравнения Пуассона для электрического поля. Получены графики распределения концентраций электронов и напряженности электрического поля для изучаемого разряда. Для положительного анодонаправленного и отрицательного стримеров проанализирован механизм пробоя.

Выяснению механизма остановки стримера в поверхностном барьерном разряде посвящена работа [10], в которой численно моделируется развитие стримеров поверхностного барьерного разряда, который зажигается импульсом напряжения длительностью 30 - 50 нс в воздухе атмосферного давления. Оказалось, что скорость стримера контролируется двумя процессами - процессом ионизации воздуха в голове разряда и подводом энергии от высоковольтного электрода к голове стримера за счет тока проводимости канала стримера. Первый процесс характеризуется скоростью дрейфа электронов при максимальном значении продольной вдоль диэлектрика компоненты электрического поля в голове стримера v_{DR} , а второй - скоростью диффузии потенциала по каналу стримера v_V .

Для разрядов при атмосферных давлениях характерно образование стримеров, нитей, искр и других динамически развивающимися пространственных структур, характеризующимися резкими пространственными градиентами и быстро протекающими плазмохимическими процессами. Около заостренных электродов в сильно неоднородных электрических полях развиваются стримеры и искры, которые распространяются в виде узких каналов с плотностью плазмы в диапазоне концентраций частиц 10^{19} - 10^{21} м⁻³. В области

головки стримера, где имеется сильное электрическое поле и высокая проводимость плазмы происходит ионизация электронными столкновениями и дальнейшее распространение стримера. Стример является неравновесной, неоднородной, нестабильной плазмой, который требует комплексного анализа.

При критическом усилении электронов в лавине происходит разделение электрических зарядов, создающих собственное поле поляризации, которое экранирует внешнее поле. Это в свою очередь приводит к образованию стримера, который движется со скоростью, превышающей скорость дрейфа электронов. Источником вторичных электронов при распространении стримера могут быть выталкивание электронов на фронте головной части лавины, фотоионизация и убегание быстрых электронов. Критерий лавинно-стримерного перехода является условным и определяется экранировкой внешнего поля.

Стример - тонкий ионизованный канал, который распространяется в области максимальной напряженности поля [11]. Механизм распространения стримера (волны ионизации) следующее: ионизирующее излучение головки образует вторичные электроны на некотором расстоянии от головки стримера. Электроны, дрейфуя к головке стримера в сильном неоднородном поле лавинообразно размножаются за счет ударной ионизации, и обеспечивают тем самым появление новых участков плазмы.

Поскольку скорость распространения волны ионизации может существенно превышать дрейфовую скорость электронов, то ее исследуют методами численного моделирования. В частности, в работе [12] методом конечно-элементного моделирования изучен одиночный положительный стример. При атмосферном давлении в воздухе при высоких полях происходит ветвление стримеров, однако закономерности этого явления на сегодняшний день изучены не до конца, нет определенности в какой мере случайные флуктуациями плотности заряженных частиц приводят к ветвлению стримера.

На основе осесимметричной модели в дрейфово-диффузионном приближении в работе [13] изучен механизм ветвления стримера в системе

электродов игла-плоскость в неоднородном электрическом поле. Показано, что распределение напряженности поля на головке стримера зависит как от формы головки и потенциала, так и активного электрода. Установлено, что в рамках полностью детерминированной модели стример может ветвиться без учета флуктуации плотности заряженных частиц и ионизирующего излучения.

Классики физики газового разряда [14] отмечали существенную роль плазменного состояния стримера, обеспечивающего экранировку внешнего электрического поля в объеме плазмы стримера. А фотоионизацию газа считали вторичным механизмом распространения стримера. Количественная теория пробоя газа и образования искры дана в работах [14,15], в которых были сформулированы основы плазменной модели начальных стадий пробоя газов. Современное состояние плазменной модели пробоя газов [15] изложено в монографии [16], в которой проведен также и обзор результатов экспериментальных исследований [17].

Авторы работы [18] рассматривают следующие три стадии развития пробоя в газах высокого давления: развитие лавины ионизации и ее переход в плазменную лавину и далее в плазменный стример, который своим излучением ионизует газ и порождает новые лавины, распространяющиеся в усиленном разрядном поле, и перекрывает разрядный промежуток. В работе [19] методами электронно-оптической хронографии было показано, что пробой сильно перенапряженных газовых промежутков с фронтом нарастания импульса напряжения 1 нс и короче может развиваться двумя путями: свечение, сопровождающее пробой, появляется практически одновременно по всему промежутку или в какой-то его локальной части. Предполагается [20], что в предпробойной стадии динамика развития разряда достаточно сильно зависит от начального распределения свободных электронов в газовом промежутке. Динамика развития разряда была проанализирована для случая неравномерного распределения электронов. Соответствующий анализ распространения волн ионизации в предпробойной стадии, когда в качестве начальных условий взято

равномерное распределение начальных электронов по объему газового промежутка, проведен в работе [21].

Физические процессы на лавинной, стримерной и искровой стадий импульсного пробоя промежутка достаточно хорошо описаны, изучены и объяснены в научной литературе [17,22]. Однако общепринятой картины ее формирования на данный момент отсутствует. Особенно это касается начальной стадия перехода стримерного канала в искровой. Результаты исследования в камере Вильсона и с помощью скоростной фоторазвертки показывают, что искровая вспышка канала наблюдается через ~ 10 нс после того как стримерный канал замкнул разрядный промежуток с длиной в 1 см [14,22]. На этой стадии происходят процессы, ответственный за переход стримерного канала в искровой. В работе [22] показано, что после „касания“ головки стримера катода формируется обратная волна фронта ионизации, движущейся к аноду.

Возможность формирования еще одной волны ионизации, распространяющаяся от анода к катоду предполагается в [17], но механизм возникновения и распространения этих волн не обсуждается. На более поздних стадиях развития искры характерны следующие признаки искрового разряда: образование катодного пятна, возрастание тока до амперного уровня и выше, разогрев разрядного канала с образованием ударной волны.

Как показано в [23] физическим процессом, с которого начинается превращение стримерного канала в искровой, является появление автоэмиссионного тока с катода при приближении к нему головки стримера. Замыкание стримером разрядного промежутка создает у катода электрическое поле, достаточное для возникновения автоэмиссии, которая и вызывает развитие процессов, приводящих к превращению стримерного канала в искровой.

При высоких (сотни киловольт) пробойных напряжениях (электроотрицательные газы, давления 10–100 атм) на возможную роль автоэмиссии в инициировании разряда указывалось в [24]. При таких высоких прикладываемых полях автоэмиссию может возникнуть и без плазмы. Таким

образом, плазма стримерной головки сама создает достаточное для автоэмиссии поле при обычных пробойных напряжениях и необходимым критерием перехода стримера в искровой разряд является начало автоэмиссии.

Используя высоковольтный наносекундный импульсный разряд, развивающийся в виде высокоскоростной волны ионизации [25] можно создать пространственно однородную неравновесную плазму за времена $\sim 10^{-8}$ с.

Для пробоя в виде высокоскоростной волны ионизации (ВВИ) в зависимости от геометрии разрядного устройства и состава газовой смеси при амплитуде импульсов $U = 15-30$ кВ с фронтом в несколько наносекунд присущие следующие основные характеристики: скорость фронта волны ионизации $V \sim 10^9$ см s^{-1} , плотность электронов за фронтом $n_e \sim 10^{12}$ см $^{-3}$, оптимальный для распространения диапазон давлений $p = 0,1-50$ Торр, напряженность приведенного электрического поля $E/N = 10^6-10^{14}$ В см 2 [25, 26].

В работе [27] на основе анализа ЭОПограммах показано, что при сильном перенапряжении на электродах в определенном диапазоне давлений разряд может развиваться в форме ВВИ и распространяться со средней скоростью $\sim 10^9$ см s^{-1} . Фронт ВВИ инициируется с высоковольтного электрода.

Способность стримеров распространяться в промежутках со слабым внешним полем, во много раз меньшим пробойного, привлекала исследователей еще с момента открытия Роговским явления стримерного пробоя перенапряженных промежутков. Интерес к данному виду электрического разряда в последнее время объясняется также возможностью использования данного типа разряда в ряде плазмохимических приложений [28].

Определяющую роль в развитии и распространении стримера играют процессы фотоионизации, ионизации электронным ударом и дрейфа заряженных частиц в области сильных электрических полей в головке стримера. Диапазон скоростей стримера, как правило, лежит в интервале 10^7-10^8 см/с при типичном радиусе стримерного канала $10^{-2} - 1$ см.

Отличительной характеристикой стримера по сравнению с другими типами газового разряда является возможность достаточно точного выделения двух областей разряда - области высоких электрических полей с невысокой проводимостью (головка стримера) и области высокой проводимости с низкими электрическими полями (канал стримера). Основные параметры (скорость и напряженность электрического поля в головке стримера, концентрация электронов и форма стримерного разряда) определяется процессами в головке стримера, роль проводящего канала при этом заключается в поддержании электрического потенциала головки.

Для регистрации пространственно-временного развития разряда применяются скоростные фотокамеры или ЭОП, позволяющие определить скорость распространения фронта свечения [14]. Одновременная регистрация оптических и электродинамических параметров разряда позволяет определить время задержки старта от момента прихода высоковольтного импульса на электрод. Кроме того является важным бесконтактные спектроскопические методы исследования, позволяющие разрешить пространственно-временную структуру разряда и проанализировать кинетику процессов, протекающих в стримерной плазме [29]. На данный момент единственным средством для исследования процессов, происходящих в канале стримера, являются численные методы моделирования распространения стримера и расчета возбуждения газа в плазме стримерного канала. Результаты численного моделирования важны также для повышения точности интерпретации полученных экспериментальных данных. Например, в работе [30] для описания движения электронов использован метод Монте-Карло, который позволил просчитать лишь начальные стадии лавинно-стримерного перехода.

В работах [31] развиты модели, которые позволяют учесть в том числе ионизационное расширение канала стримера. Такие модели способны правильно воспроизводить не только скорость, но и ток стримера при соответствующем выборе уровня предыонизации газа и величины начального радиуса головки.

Однако, сравнение результатов эксперимента с результатами численного моделирования стримерного разряда проводилось только для интегральных величин (скорость распространения, энерговклад и ток в промежутке), практически не дающих информации о внутренней структуре и пространственном распределении параметров плазмы. Таким образом, в настоящее время численные модели развития стримерных разрядов не могут претендовать на количественное описание явления. Тем не менее, для понимания физики процессов, лежащих в основе распространения стримера, можно опираться на результаты численного моделирования.

В работе [32] численным моделированием показана возможность режима, в котором реализуется достаточно высокое электрическое поле во всем канале, увеличивая производство химически активных частиц. Данный режим, по данным [32], достигается после перекрытия стримером разрядного промежутка на временах, недостаточных для формирования искрового пробоя. При этом формируется обратная волна, выравнивающая электрическое поле по всей длине разрядного промежутка.

Приведенный результат несколько противоречит результатам исследований, проведенных в [33], автор которых на основе анализа экспериментальных работ построил модель перехода разряда из стримерной в дуговую форму. В работе [33] показано, что в воздухе при замыкании катодонаправленным стримером разрядного промежутка свечения фронта обратной волны не наблюдается, но после ее прохождения стартует вторичный стример, распространяющийся от высоковольтного электрода к низковольтному. Развитие вторичного стримера завершает процесс образования дугового канала.

Анализ пространственно-временного изменения спектра излучения в диапазоне длин волн 300-860 нм, для переходной стадии стример-дуга в азоте в однородном поле при давлении 300 Торр (межэлектродный зазор - 2 см в геометрии плоскость) проведен в [34]. Авторы также указывают на отсутствие обратной волны свечения, наличие повторного стримерного разряда с

последующим переходом в дуговую форму, сопровождающимся изменением спектра излучения из линейчатого в сплошной, характерный для черного тела, нагретого до нескольких тысяч градусов. Отметим, что, несмотря на качественное совпадение полученных результатов с моделью [33], механизм развития неустойчивости, предложенный в [33], не может быть использован для описания развития искрового разряда.

С другой стороны, в [35] представлены результаты экспериментов по исследованию предпробойной стадии разряда в азоте при давлении в десятки атмосфер и при приложении к промежутку напряжения свыше 140 кВ с типичной длительностью фронта импульса около 1 нс. Пробой промежутка происходит на фронте импульса напряжения, т.е. время формирования пробоя меньше длительности фронта. Показано, что в промежутках с неоднородной конфигурацией электрического поля время формирования пробоя определяется, главным образом, временем развития лавины до критического числа носителей. Последующие стадии перед началом пробоя (волна ионизации и нарастание проводимости в слабопроводящем канале, перекрывающем промежуток) оказываются короче этого времени либо соизмеримы с ним.

Авторы [36] в стримерном разряде в смесях $N_2:O_2$ указали на тот факт, что напряженность электрического поля в канале стримера существенно ниже, чем в головке стримера, и является недостаточной для интенсивного рождения активных частиц. Однако в таких полях происходит эффективное возбуждение вращательных и колебательных состояний молекул, что, в свою очередь, может приводить к заселению метастабильных уровней молекул и, как следствие, увеличению скорости рождения химически активных частиц.

В работе [37] методом абсолютной эмиссионной спектроскопии проведено исследование катодонаправленного стримерного разряда в воздухе при атмосферном давлении в геометрии игла плоскость с величиной зазора до 100 мм и амплитудой высоковольтного импульса 18 кВ. Показано, что при увеличении среднего электрического поля в промежутке значительно

увеличивается наработка активных частиц в плазме разряда и повышается ее однородность. Данный эффект связан исключительно с увеличением относительной доли области высоких полей по длине разрядного промежутка, что уменьшает долю потерь энергии разряда в быстро термализующиеся степени свободы. Нароботка активных частиц происходит только в головке стримера, в том числе и для случаев замыкания стримером межэлектродного промежутка.

Моделированию развития лавин и стримера посвящено много работ (см., например, [38-40] и цитируемую там литературу). Для проверки основных положений теории важно исследовать газы, для которых известны сечения электрон-атомных столкновений. В этом плане представляет интерес рассмотрение развития лавины в гелии. В работе [41] для разряда в гелии при плоских электродах на основе моделирования динамики многих частиц вычислены средние скорости электронов и коэффициенты Таунсенда. Показано, что даже для больших значений напряженности поля не теряет смысл понятие ионизационного коэффициента Таунсенда, если расстояние между электродами достаточно велико. Причем при $E/p \approx 200$ В/см Торр зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности прикладываемого внешнего поля E , отнесенной к давлению p , имеет максимум, приводящий к возникновению верхней ветви кривой Пашена. Характеристики отдельной лавины в работе [41] не исследовались.

Этот пробел восполнен в работе [42], где выполнено моделирование ряда параметров лавины, порождаемой электроном в гелии при различных значениях отношения напряженности внешнего поля E к давлению p . Зависимость коэффициента Таунсенда и частоты ионизации и имеют максимумы соответственно при $E/p \sim 1000$ и ~ 200 В/см Торр. Современные представления о распределении плотности электронов в лавине справедливы лишь при сравнительно небольших значениях приведенной напряженности поля $E/p < 100$ В/см Торр. При $E/p > 100$ В/см Торр распределение плотности электронов вытягивается вдоль поля.

Ранее в работах [43] было показано, что при импульсных разрядах с длительностью фронта импульса напряжения десятки нс в однородном электрическом поле напряженностью несколько десятков кВ/см, недостаточном для образования стримера, и миллиметровых межэлектродных промежутках при атмосферном давлении лавины развиваются до достижения ими определенного критического диаметра, после чего происходит распад лавины на небольшое число вторичных лавин. Двигаясь к аноду, эти вторичные лавины распадаются аналогичным образом до тех пор, пока не достигнут анода. Достигшие анода токовые микроканалы, образовавшиеся из лавин, оставляют на его поверхности эрозионные отпечатки, диаметр которых согласуется с диаметрами каналов и пропорционален величине протекающего в них тока. В работе [43] установлено, что отпечатки на поверхности анода, оставляемые проводящими каналами тока с диаметром 0,3-0,6 мм и амплитудой 100-500 А, представляют собой совокупность ~ 100 микроканалов диаметром 10-30 мкм. Аналогичная структура отпечатков токовых каналов искрового разряда в воздухе атмосферного давления в однородном и в неоднородном электрических полях на поверхности анода из висмута и алюминиевой фольги толщиной 10 мкм наблюдалась и в искровом разряде [44]. Искровой канал диаметром 0,1-0,4 мм представлял собой совокупность большого числа микроканалов диаметром $A_{mic} = 5-10 \text{ мкм}$. Микроструктура разряда, состоящая из каналов микронного диаметра, объясняется отсутствием перекрытия головок микроканалов за счет быстрого пересечения промежутка длиной 3-5 мм и отсутствием радиального ионизационного расширения микроканалов в результате ослабления поля за счет суперпозиции полей большого количества микроканалов [44].

§1.2. Динамика формирования и развития самостоятельных диффузных разрядов в газах высокого давления

Импульсный пробой в газах атмосферного давления можно разделить на следующие фазы развития: начальные стадии; формирование и развитие искрового канала, переход к квазистационарной дуге и ее горение. Эти

характерные стадии пробоя отличаются по таким параметрам как вольтамперные характеристики, времена развития, спектральный состав излучения, интенсивность, температура и концентрация заряженных частиц и т.д. Важно заметить, что длительность начальной фазы пробоя намного меньше характерной длительности искрового канала.

В зависимости от условий инициирования разряда (интенсивности предыонизации, давления, рода газа, напряженности поля и формы электродов) формирование начальных стадий пробоя может происходить с образованием стримеров, или через формирование однородного ОР, при так называемом «квазистримерном пробое». Такое деление связывается с условиями развития лавин ионизации до критического усиления. В этом параграфе будут рассмотрены экспериментальные и теоретические результаты искрового пробоя через промежуточную фазу однородного объемного горения.

Динамика формирования диффузного разряда сильно зависит от начальных условий эксперимента, например, от амплитуды или длительности фронта импульса напряжения. Формирование ОР в неоднородном электрическом поле в молекулярных и атомарных газах давлением до 3 атм в N_2 и до 6 атм в He при наносекундной длительности импульса напряжения возможно без дополнительного источника предыонизации [45]. В работе [46] показано, что при атмосферном давлении воздуха и других газов в определенных условиях в промежутке с неоднородным распределением электрического поля формируется субнаносекундный поток электронов с плотностью до 10 А/см^2 , который может быть сжат до $\sim 20 \text{ пс}$ [47].

Исследованию динамики формирования диффузного ОР при фронте импульса напряжения (менее 1 нс) и наносекундной длительности импульса без дополнительного источника предыонизации посвящена работа [48]. Показано, что ОР формируется за счет лавинного размножения электронов, инициируемых быстрыми электронами, и затем поддерживается за счет вторичных пробоев, распространяющихся по каналам ионизованного газа. ОР может быть

использован для создания активной среды в молекулярных и атомных газах [46]. В этом плане представляется интересной работа [49], в которой исследовано формирование изгибов на искровых лидерах, наблюдаемых при переходе от ОР, инициированного пучком электронов лавин (ОРИПЭЛ) к искровому разряду. В условиях генерации пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения исследовано формирование искровых лидеров и диффузного разряда при пробое промежутков с неоднородным электрическим полем в различных газах при повышенных давлениях. На электрод с малым радиусом кривизны подавались импульсы напряжения отрицательной полярности длительностью $\sim 0,5$ и $\sim 1,5$ нс. Показано, что формированию искровых лидеров предшествует появление диффузных треков, которые за время не более 1 нс перемикают промежуток.

В последние годы достигнут значительный прогресс в исследованиях и применениях объемных (диффузных) разрядов, формируемых в различных газах при атмосферном давлении за счет генерации убегающих электронов в неоднородном электрическом поле [50]. В ОР достигаются высокие удельные мощности возбуждения плазмы, а также концентрации электронов и ионов в азоте $\sim 10^{14}$ см⁻³ [51].

Ранее в работах [52] было показано, что при импульсных разрядах с длительностью фронта импульса напряжения десятки нс в однородном электрическом поле напряженностью несколько десятков кВ/см, недостаточном для образования стримера, и миллиметровых межэлектродных промежутках при атмосферном давлении лавины развиваются до достижения ими определенного критического диаметра, после чего происходит распад лавины на небольшое число вторичных лавин. Двигаясь к аноду, эти вторичные лавины распадаются аналогичным образом до тех пор, пока не достигнут анода. Достигшие анода токовые микроканалы, образовавшиеся из лавин, оставляют на его поверхности эрозионные отпечатки, диаметр которых согласуется с диаметрами каналов и пропорционален величине протекающего в них тока. В работах [52,53] установлено, что отпечатки на поверхности анода, оставляемые проводящими

каналами тока с диаметром 0,3-0,6 мм и амплитудой 100-500 А, представляют собой совокупность ~ 100 микроканалов диаметром 10-30 мм.

В работе [54] исследована пространственная структура объемного (диффузного) разряда в сильно неоднородном электрическом поле при наносекундных длительностях импульсов напряжения при атмосферном давлении в воздухе, а также воздействие плазмы данного разряда на поверхность плоского алюминиевого анода. Показано, что диффузный разряд позволяет в воздухе атмосферного давления проводить однородную обработку поверхности анода в отличие от искрового разряда, приводящего к ухудшению рельефа поверхности за счет образования на ней микрократеров и зон с измененными свойствами.

В проведенных в [54] экспериментах структура разряда, состоящая из соосных скоплений светящихся токовых каналов, наблюдавшаяся ранее в работах [52,53], не наблюдалась. Вид автографов, оставленных на поверхности анода, свидетельствует о том, что в данных экспериментальных условиях (импульсы напряжения наносекундной длительности) интегральная структура ОР имеет однородную диффузную форму, формирование которого может происходить за счет формирования и развития ионизационных фронтов [55].

Индуктивность разрядного контура, балластное сопротивление, площадь электродов, прикладываемое поле и т.д. влияют на параметры горения объемного разряда. Так в работе [56] методом численного моделирования исследовано влияние паразитной индуктивности разрядного контура и площади электродов на характеристики объемного разряда для условий азотного лазера. Установлено, что с уменьшением индуктивности разрядного контура от 200 до 2 нГн эффективность лазера существенно (в несколько раз) возрастает, а при дальнейшем уменьшении индуктивности она увеличивается лишь на 20%. С увеличением площади электродов до 5 см² максимально достигаемые значения инверсии и эффективности лазера возрастают примерно в два раза, а далее увеличиваются слабо.

В разрядах, развивающихся в режиме микроструктурирования токовых каналов, происходит генерация потоков высокоэнергетичных электронов. В частности, в работе [57] представлены результаты исследований пространственных характеристик разрядов наносекундного диапазона в воздухе атмосферного давления. Полученные результаты позволяют в ряде случаев объяснить генерацию потоков высокоэнергетичных электронов в разрядах, развивающихся в режиме микроструктурирования токовых каналов. Другим возможным механизмом является генерация ускоренных электронов на головке стримера, где локальное усиление электрического поля происходит из-за малого радиуса кривизны головки стримера [58].

Однако влияние катодной эмиссии электронов на развитие стримерный пробоя газа мало изучены. Например, типичная скорость распространения волны ионизации, измеренная в экспериментах, находится в диапазоне 10^8 - 10^9 см/с. Одним из механизмов, который может быть ответственным за этот процесс, является генерация ускоренных электронов из электронов эмиссии. Ускоренные электроны способны пересекать весь промежуток, предварительно ионизируя его.

Известно, что при высоких перенапряжениях ОР контрагируется в искровой канал за счет развития различных неоднородностей, возникающих как в объеме промежутка, так и в приэлектродных областях. В работе [59] проанализированы основные виды неоднородностей, образующихся в объемном самостоятельном разряде, рассмотрены возможные механизмы и условия подавления их развития. Предельно однородный самостоятельный ОР исследован в смесях газов $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$, в котором отсутствуют локальные плазменные неоднородности. При энерговыкладе 170 Дж/л длительность устойчивого горения разряда в смесях газов $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ атмосферного давления составила 10 мкс.

§1.3. Роль приэлектродных процессов в формировании искрового канала

Процессы формирования искрового канала зависят от начальных условий эксперимента. В работе [60] представлена пространственная структура незавершенного разряда на пороге поверхностного искрового пробоя газа. Эксперименты выполнены с тремя газами Ne, Ar и Xe при давлении 30 и 100 кПа, при противоположных полярностях разряда, с двумя разрядными камерами, отличающимися геометрией разрядного промежутка и толщиной керамической пластины. Показано, что локальная плотность свободных электронов на пороге искрового пробоя газов достигает 10^{16} см⁻³ и выше.

Следует здесь отметить важную роль эмиссионных свойств катода на развитие пробойных процессов в разрядном промежутке. Влияние свойств катода (например, работы выхода и шероховатости) на высоковольтные наносекундные разряды изучалось многими авторами. Известно, что использование катодов, имеющих разные работы выхода, существенно влияет на пробивное напряжение и параметры ускоренных электронов. Кроме того, уменьшение коэффициента усиления поля приводит к уменьшению тока ускоренных электронов. В работе [61] на основе одномерной модели столкновений частиц по методу Монте-Карло для изучения влияния электронов эмиссии на распространение высокоскоростной волны ионизации через разрядный промежуток в газе атмосферного давления. Рассматриваются две модели. В первой модели эмиссия электронов не учитывается, тогда как во второй модели эмиссия не учитывается. Результаты моделирования показали, что учет эмиссии с катода существенно влияет на динамику распространения высокоскоростной волны ионизации, а также на параметры плазмы. Эмиссия электронов в течение времени нарастания напряжения не учитывался. Максимальная плотность плазмы, полученная в этих условиях, составляла 10^{13} см⁻³. Получена генерация убегających электронов, которые являются электронами, испускаемыми из катода и ускоренными в катодной области. Эти электроны смогли пересечь весь промежуток, создали предварительную

ионизацию газа. Показано, что изменяя эмиссионные свойства электрода можно контролировать скорость распространения стримера.

Ионизационные процессы на начальных стадиях пробоя определяют соответствующие коммутационные характеристики импульсных разрядов [62]. В основу механизма коммутации положены особенности вольт-амперных характеристик квазистационарного открытого разряда, которые при $U \sim 3-4$ кВ приобретают резкую зависимость $j \sim U^y$ с $y > 10$. Такая зависимость обусловлена тем, что при $U > 3$ кВ основным механизмом генерации ВУФ-излучения становится возбуждение атомов гелия быстрыми атомами гелия, рождающимися в результате резонансной перезарядки ионов He^+ при их движении от анода к катоду. На основе полученных данных оценено предельное время коммутации, которое составляет ~ 100 ps.

В работе [63] при неоднородном распределении электрического поля исследована динамика свечения плазмы разряда в азоте повышенного давления во время пробоя промежутка импульсами напряжени наносекундной длительности. Темп изменения интенсивности свечения указывает на то, что пробой промежутка осуществляется в форме волны ионизации. Аналогичная динамика свечения наблюдается при обеих полярностях импульсов напряжения и в других газах повышенного давления (SF_6 , воздух и аргон с добавкой 2,5 % азота).

На фоне диффузного разряда при повышенных давлениях возникают искровые или диффузные каналы [64]. В этой связи в работе [5] в условиях генерации пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения были зарегистрированы изгибы на искровых лидерах, причем в ряде случаев наблюдалось два изгиба, располагавшихся под прямым углом к продольным осям лидеров. Показано, что формированию искровых лидеров предшествует появление диффузных треков, которые за время не более 1 нс перемикают промежуток.

При высоких перенапряжениях токонесущие элементы установок под действием таких импульсов подвергаются эрозии с выносом продуктов как поперек, так и вдоль направления протекания тока, что может оказывать влияние на физические процессы, протекающие в нагрузках. В то же время, как показано в [65], эрозия уже при этих амплитудах тока имеет свои особенности - наблюдается немонотонный во времени характер поступления материала электродов в разрядный промежуток, масса эродированного металла превышает типичные для слаботочных режимов значения и достигает 10 мг/с. Для объяснения наблюдаемых явлений авторы [65] предложили новый механизм эрозии, связанный с выплеском металла с поверхности электрода из-за нарушения баланса сил магнитного давления тока и газокинетического давления в ванне расплава.

В работе [66] приведены результаты двумерных магнитогидродинамических расчетов эрозии вольфрамового катода в водородной среде при амплитуде разрядного тока свыше 10^5 А и характерном времени его нарастания ~ 100 пс. Достигнуто согласие с экспериментальными данными на качественном, а по ряду параметров и на количественном уровне. Показано, что эрозия электрода происходит по классическому механизму в виде пара и капель. Величина удельной эрозии с торца электрода, полученная в расчетах, составила 10 мг/с, что согласуется с восстановленным из эксперимента значением. Удельная эрозия со всей поверхности электрода заметно выше и достигает 37 мг/с.

Для формирования объемного импульсного разряда при повышенном давлении обычно применяют предварительную ионизацию разрядного промежутка от различных источников ионизирующего излучения или уменьшают давление газа в промежутке [67].

При наносекундных длительностях импульсов напряжения с крутым передним фронтом (единицы или доли наносекунд) удастся существенно увеличить удельную мощность энерговклада в ОР без предыонизации (до 100

МВт/см³) [68]. В [52,69,70] было показано, что при определенных условиях в промежутке с неоднородным электрическим полем, при атмосферном давлении воздуха и других газов формируется субнаносекундный электронный пучок с амплитудой тока в десятки ампер (в воздухе до 170 А [70]) и ОР с высокой удельной мощностью энерговода (в воздухе до 400 МВт/см³). Однако область параметров, при которых можно реализовать объемный импульсный разряд без дополнительной ионизации промежутка, а также причины формирования разряда были малоизучены. Более того, было неясно, почему разряд остается объемным при наличии ярких катодных пятен на потенциальном электроде.

В ряде работ [53,71] в наносекундных разрядах в воздухе атмосферного давления экспериментально обнаружена микроструктура токовых каналов, представляющая собой совокупность каналов микронного диаметра. Так, в диффузных разрядах в промежутке проволочка, параллельная плоскости, обнаружены микроканалы с диаметрами $\Delta_{\text{mic}} = 1\text{--}10$ мкм, объединенные в скопления $N_{\text{mic}} \approx 1000$ штук [71]. Микроструктура обнаружена и в искровом разряде в однородном и резко неоднородном промежутках, где токовый канал диаметром 0,4 мм представлял собой скопление $N_{\text{mic}} \approx 600\text{--}900$ микроканалов диаметром 5–10 мкм [53]. В работе [52] была обнаружена микроструктура наносекундного разряда в однородных воздушных промежутках ($\Delta_{\text{mic}} = 10\text{--}30$ мкм, $N_{\text{mic}} \approx 100$), что позволило предложить в качестве механизма формирования микроструктуры в однородных полях развитие неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии. Там же была обоснована энергетическая целесообразность микроструктурирования и построена физическая модель формирования микроструктуры разряда. В результате обобщения данных по формированию микроструктуры в высоковольтных наносекундных разрядах было показано, что микроструктурирование токовых каналов разрядов в резко неоднородной геометрии возможно за счет развития ионизационной неустойчивости как в лавинной, так и в плазменной фазах.

В работе [72] выполнено численное моделирование формирования микроструктуры токовых каналов наносекундных разрядов в однородном электрическом поле при атмосферных давлениях. В предложенной модели учитывалась развитие неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии с учетом влияния собственного поля лавины и ее электростатического расталкивания. Показано, что усиление электрического поля на фронте ионизации за счет собственного поля лавины приводит к сокращению длины пути до последующего распада лавины, при этом после нескольких распадов ионизованный газ переходит в плазменное состояние.

§1.4. Амплитудно-временные, спектральные и излучательные характеристики самостоятельных импульсных разрядов

Для ввода паров металла в зону разряда в лазерах на парах металлов используются методы, связанные с дополнительными энергозатратами и сложными техническими конструкциями. Для инертных газов при взрывных процессах на катоде роль таких примесей играют пары металлов, которые формируются в самом разряде в процессе распыления материала электродов [73-75]. Пары материала электродов имея относительно низкий потенциал ионизации по сравнению с исследуемыми газами (например, гелий, аргон) могут существенно изменить динамику развития разряда, влияя на кинетику процессов как в приэлектродных областях, так и в объеме промежутка, тем самым влияя на однородность и устойчивость объемного разряда. При этом важным является концентрация паров материала электродов.

В этом плане интересной является работа [76], в которой рассмотрены причины изменения спектрального распределения излучения импульсного разряда в парах щелочных металлов с увеличением электрической мощности на лампе. Показано влияние давления плазмообразующей среды на излучательные характеристики разряда. Предложены упрощенные методики контроля давления паров металлов в разряде и исследования спектрального распределения КПД излучения импульсной лампы.

Поскольку начальные условия инициирования разряда влияют на спектр оптического излучения, то в работе [77] исследованы объемные наносекундные разряды, формируемые при повышенных давлениях в газах криптон, аргон, неон, воздух, азот, и смесях газов Ar-Xe, Ar-N₂ в разрядном промежутке, где катод имеет форму с малым радиусом кривизны и изучены соответственно оптические свойства плазмы таких разрядов. Исследованы спектры излучения плазмы различных газов в области 230-600 нм и амплитудно-временные характеристики. Выполнено сравнение спектральных характеристик излучения в азоте, криптоне, неоне и аргоне при зажигании разряда различными способами: наносекундным пучком; импульсным объемным разрядом в неоднородном электрическом поле, разрядом в однородном электрическом поле с высоким начальным напряжением пробоя.

Подбор парциального давления паров металлов и инертных газов позволяет определить максимальную импульсную мощность излучения газоразрядных излучателей. В связи с этим в работе [78] представлены результаты исследований параметров газоразрядной плазмы и оптических характеристик барьерного разряда на смеси газа аргона и паров дибромида ртути. Эти смеси являлись рабочей средой эксиплексного газоразрядного излучателя. В результате исследований установлены парциальные давления паров дибромида ртути и аргона 0,6 кПа и 114,4 кПа соответственно, при которых наблюдалась максимальная средняя и импульсная мощности излучения в сине-зеленой спектральной области ($\lambda_{\max} = 502$ нм). На основе разработанной численной модели были определены: транспортные характеристики, температура и концентрация электронов, функции распределения электронов по энергиям, удельные потери мощности разряда на электронные процессы.

При контракции ОР в гелии в искровой канал происходит переход аperiodического режима протекания тока в колебательный режим. При этом меняется во времени спектральные характеристики разряда [79]. В работе [80] исследованы временные, спектральные и энергетические характеристики

электрического разряда в ксеноне. Было обнаружено, что переход от колебательного режима протекания тока к аperiodическому режиму мощность излучения разряда в диапазоне спектра 200 - 350 нм возрастает, а длительность на полувывсоте импульса излучения спектральной линии сокращается.

На эмиссионные характеристики импульсных разрядов влияет также состав смеси газов. В работе [81] изучены эмиссионные характеристики импульсного емкостного разряда на смесях гелия или неона с парами йода. Исследуемая плазма разряда излучала на спектральных линиях атома йода с длиной волны $\lambda=183$ нм и 206,2 нм. Емкостный разряд при расстоянии между электродами 10 см зажигался в цилиндрической кварцевой трубке. Выполнены исследования излучения исследуемого разряда в зависимости от давления гелия и неона в смесях He(Ne)-I₂. На основе выполненных исследований определены оптимальные парциальные давления неона, гелия и паров йода.

В ОР в зависимости от начальных условий в литературе имеется широкий разброс значений электронной плотности. В работе [82] представлены результаты исследования основных электрических характеристик импульсных объемных разрядов наносекундной длительности в воздухе атмосферного давления, приведены результаты измерения спектральными методами температур и электронной плотности плазмы многолучевым интерферометром Фабри-Перо. Показано, что в режиме однородного горения разряда, максимальное значение электронной плотности составляет $1,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Эти значения концентрации электронов сравнимы с критическим значением, характерных для стримерных разрядов.

В различных средах спектр излучения разряда характеризуется как непрерывным, так и линейчатым спектром. Результаты экспериментального исследования электрических и оптических характеристик импульсно-периодического наносекундного разряда с алюминиевыми и дюралевыми электродами приведены в работе [83]. Показано, что на фоне непрерывного

излучения в видимой области спектра разряда зажигаются спектральные линии меди, алюминия, кислорода и водорода.

Экспериментальному влиянию вкладываемой в разряд мощности на процесс формирования непрерывного спектра излучения импульсного разряда высокого давления ($p=1$ атм) в цезии посвящена работа [84]. Получено удовлетворительное совпадение экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов. Показано, что переход от линейчатого спектра излучения к непрерывному спектру происходит при увеличении тока разряда от 15 до 80 А.

Для создания эксимерных и эксиплексных лазеров широко исследуются разряды галогенидов инертных газов, возбуждаемых ОР. В работе [85] в галогенидах инертных газов, без дополнительной предыонизации газа, исследованы энергетические характеристики излучения. Определены оптимальные давления рабочих смесей и соотношения между галогеном и инертным газом для получения максимальных и импульсной плотности мощности.

При исследовании импульсных разрядов является важным сочетание оптических и электрических свойств этих разрядов. В работе [86] на “простой” экспериментальной установке с автоматической предыонизацией выполнены исследования оптических и электрических свойств импульсного разряда в чистом Ar вплоть до давлений 7 атм, когда разряд терял устойчивость. Получено хорошее согласие измеренных и расчетных временных зависимостей напряжения на электродах и интенсивности спонтанного излучения в диапазоне давлений 1-6 атм, а также температур газа для давлений 3-6 атм.

Устойчивость ОР во многом определяется и молекулярными комплексами, которые образуются в ОР и, которые служат дополнительным резервуаром для энерговклада [87]. В газоразрядной плазме криптона с малой примесью ксенона (менее 0,1 %) [88] зарегистрировано интенсивное узкополосное ультрафиолетовое излучение в области длины волны $\lambda = 147$ нм,

преимущественно возбуждаемое в ВУФ спектре исследуемой смеси. Экспериментально обнаружена, что исследуемая плазма представляет собой усиливающую среду с высоким коэффициентом усиления, а узкополосное излучение является результатом усиления спонтанного излучения [89].

В работе [90] при больших удельных мощностях энерговывода исследованы особенности спектра оптического излучения импульсных разрядов в ксеноне, аргоне и криптоне. При разрядах в аргоне и криптоне содержались небольшие примеси ксенона ($\sim 0.01\%$). Использовалось импульсное возбуждение ОРИПЭЛ с удельной мощностью ~ 100 МВт/см³. Выполненные исследования показывают, что в криптоне и аргоне с небольшим содержанием примеси ксенона кроме интенсивного излучения димеров инертных газов также регистрируется узкополосное излучение на длине волны $\lambda = 147$ нм. Спектры излучения электрического разряда в криптоне и аргоне с содержанием $\sim 0,01\%$ ксенона, показывают о существовании в нем узкополосного стимулированного излучения в ВУФ области спектра на длине волны $\lambda = 147$ нм.

При условии сохранения разрядом объемной формы важным является максимальная электронная плотность. Так, например, в [91] показано, что в режиме объемного горения разряда в воздушной среде атмосферного давления максимальная электронная плотность составляет $(1,5 \pm 0.2) 10^{13}$ см⁻³, что сопоставимо с критической электронной плотностью для разряда данного типа. Время существования плазмы составляет около 500 нс и соответствует времени существования электрического поля в разрядной области.

Измерение температуры, концентраций электронов, возбужденных частиц и распределения энергии по степеням свободы играют существенную роль в устойчивости ОР.

Для измерений поступательной температуры, концентраций возбужденных частиц и распределения энергии по внутренним степеням свободы развиваются контактные и не возмущающие методы диагностики плазмы. В исследованиях

плазмы предпочитают использовать бесконтактные методы лазерной, эмиссионной и абсорбционной спектроскопии.

Работа [92] представляет собой краткий обзор спектральных исследований возбужденных частиц в водородной плазме. На основе обзора создана база данных для обработки спектров водородной НТП: электронных состояний молекулы и атома водорода с соответствующими спектроскопическими данными и потенциальными кривыми; измеренных спектров испускания водородной НТП, которые можно использовать при определении спектрального состава водородной плазмы; значений полного сечения и парциальных сечений поглощения. Она содержит подробную кинетическую схему излучательных переходов между синглетными и триплетными состояниями молекулы водорода, а также электронными состояниями атома водорода с соответствующими коэффициентами скоростей столкновительно - излучательных процессов.

Данные о параметрах плазмы (например, N_e и T_e) для диффузного разряда при атмосферном давлении имеют важное значение для их использования в технологических процессах, так и для сравнения результатов теоретических расчетов с экспериментально полученными данными в рамках разрабатываемых моделей. В работе [93,94] выполнены исследования по определению параметров плазмы высоковольтного разряда, который инициируется быстрыми электронами. Методом штарковского уширения в работе [93] приведены в катодном пятне результаты измерения величины N_e , а в [94,95] таким же методом в плазме диффузного разряда в гелии определены значения величины N_e . Причем в работе [94] получены распределения плотности электронов N_e на различных участках разрядного промежутка, а также изучена зависимость N_e от давления газа и найдена динамика ее изменения. Была оценена также величина температуры электронов T_e в плазме разряда атмосферного давления.

Значения электронной концентрации N_e и температуры электронов T_e , а также приведенной напряженности электрического поля E/N в плазме разряда в азоте атмосферного давления определены спектральными методами в работе [96]. Среднее значение концентрации электронов составляет - $2 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Динамика концентрации электронов такова, что через 5 нс после начала протекания тока разряда концентрация электронов достигает своего максимального значения $N_e \sim 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, после чего происходит ее снижение почти на порядок в течение 150 нс. В работе [96] также по уширению спектральной линии определены значения электронной плотности N_e в контрагированном режиме разряда, в диффузном режиме горения, а также для плазмы катодного факела.

Исследование оптического излучения плазмы на основе смесей инертных газов *He* и *Ar* с другими элементами, например, с парами йода позволяет разработать достаточно мощные и эффективные источники излучения. В работе [97] в смесях *He - I₂*, *Ar - I₂* исследованы эмиссионные характеристики в области спектра 200 - 400 нм при давлении рабочего газа 1 - 100 кПа и парциальном давлении паров йода 130 - 200 Па. На основе эксперимента определены оптимальные условия возбуждения в плазме разряда УФ излучения на полосе 342 нм $I_2 (D' \rightarrow A')$ и спектральной линии атома йода 206,2 нм в зависимости от величины напряжения высоковольтных импульсов и парциального давления гелия и аргона.

В работе [90] исследовано излучение плазмы импульсного диффузного разряда в аргоне, ксеноне и криптоне, формируемого при повышенных давлениях за счет предыонизации разрядного промежутка, создаваемого убегающими электронами. В экспериментах на газоразрядный промежуток подавались импульсы высокого напряжения с амплитудой до 220 кВ. Обнаружено, что при наличии примеси ксенона (~ 0,01 %) в аргоне и криптоне возникает узкополосное излучение гетероядерных молекул Xe^*Ar и Xe^*Kr на длине волны 147 нм. Анализ спектров спонтанного излучения импульсных

разрядов в криптоне и аргоне, содержащих $\sim 0,01$ % ксенона, показывает существование в этих разрядах узкополосного стимулированного ВУФ излучения.

В ОР при повышенных давлениях для различных газов получено лазерное и спонтанное излучение [98]. При высоких давлениях объемный разряд формируется, если создавать начальную концентрацию электронов в разрядном промежутке, величина которой должна быть более 10^6 - 10^9 см⁻³. При этом на практике в качестве источников предыонизации наиболее часто используются источники УФ излучения искровых и поверхностных разрядов [98].

В работе [94] исследованы излучательные характеристики плазмы ОР при высоких давлениях аргона, криптона и ксенона в разрядном промежутке с катодом, который имеет малый радиус кривизны. Зарегистрированы и проанализированы спектры в области 120-850 нм и амплитудно-временные характеристики излучения ксенона при различных режимах и способах возбуждения. Показано, что при формировании объемного разряда пучком электронных лавин, не менее 90 % энергии в области 120 - 850 нм излучается димерами ксенона. Получена энергия спонтанного излучения при давлении ксенона 1,2 атм в полный телесный угол ~ 45 мДж и длительность импульса излучения на полувысоте ~ 130 нс. При возбуждении ксенона с объема плазмы ~ 1 см³ получена мощность излучения димеров ~ 300 кВт.

В работе [99] в период длительности импульса напряжения определены значения концентрации электронов в плазме диффузного разряда в *He* при давлениях в диапазоне 1 – 6 атм методом штарковского уширения спектральных линий. Исследована временная зависимость (динамика) концентрации электронов в газоразрядной плазме *He* при атмосферном давлении. Получено пространственное распределение электронной плотности в межэлектродном разрядном промежутке. В частности, показано, что по мере удаления от катода электронная плотность снижается, максимальное значение концентрации электронов $\sim 5,4 \cdot 10^{15}$ см⁻³ достигается через ~ 5 нс после начала протекания

разрядного тока. При давлениях газа ($p > 3$ атм) амплитуда тока разряда не возрастает (выходит на насыщение), что при возрастающем значении электронной плотности может означать лишь уменьшение поперечного сечения токовых каналов. Используя методику, основанная на столкновительно - радиационной модели плазмы, была оценена температура электронной компоненты плазмы мощного коротко-импульсного разряда в азоте. За время длительности импульса среднее значение электронной температуры составляет $\sim 2,3$ эВ, а через 2 - 3 нс от начала развития пробоя электронная температура составляет $\sim 3,5$ эВ, а потом значение температуры быстро уменьшается.

Из всего выше сказанного следует, что инертные газы широко используются в технологических процессах, следовательно, необходимо продолжить исследования для анализа оптических характеристик в инертных газах в режиме однородного горения объемных разрядов, в режиме объемного разряда с катодными пятнами и в контрагированном состоянии [74].

ГЛАВА II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

§2.1. Генератор высоковольтных импульсов напряжения

Для питания высоковольтными импульсами напряжения промежутка и создания предварительной ионизации газа была использована установка, принцип действия которой поясняется электрической схемой, приведенной на рис.2.1.

Через высоковольтный диод D_1 (Д1008) и сопротивление R_1 (400 кОм) конденсаторы C_1 ($6 \cdot 10^{-9}$ Ф) и C_2 ($1,5 \cdot 10^{-8}$ Ф) заряжаются до напряжения U_0 . При срабатывании коммутатора P , конденсатор C_2 начинает разряжаться через сопротивления R_5 , R_6 , импульс напряжения с которых подается на исследуемый промежуток S_0 . Стабильность срабатывания коммутатора P составляет $\pm 10\%$. Напряжение на промежутке меняется по закону:

$$U(t) = U_0 \exp\{-t / c(R_5 + R_6)\}.$$

Время развития предпробойных процессов в промежутке составляет $t=10^{-6}$ с, поэтому время $\tau=C_2(R_5 +R_6)$ выбиралась таким образом, чтобы за время равное 10^{-6} с спад напряжения на промежутке не превышал 5%, т.е.

$$[U_0 - U(t)] / U_0 \leq 0,05.$$

Выражение $\tau =C_2(R_5 +R_6)$ -характерное время разрядки конденсатора C_2 через сопротивления R_5 , R_6 . Для τ имеем: $\tau =C_2(R_5 +R_6) \geq 10^{-5}$ с.

Элементы C_1 , R_2 обеспечивали достаточную проводимость разрядника C_1PR_2 . Конденсатор C_2 (тип К15-4) устанавливается на стержне, на котором крепится верхний электрод. Исследуемый промежуток облучался искровым разрядом через сетчатый анод или расположением УФ источника в том же газе - на расстоянии 5-7 см от оси основного промежутка. УФ излучение вспомогательного разряда, в которое вкладывалась энергия равное 0,3 - 0,4 Дж, создавала начальную концентрацию электронов $\sim 10^8$ см $^{-3}$.

Расстояние между электродами можно менять в пределах 1-3 см. Максимальное выходное напряжение генератора составляет 30 кВ. Для создания УФ ионизации использовалась система на тиратроне типа ТГИ1-400/16. При выполнении исследования схема для зажигания объемного разряда использовалась (рис 2.2), а для исследования разряда использовалась металлическая камера (см. рис. 2.3).

Все элементы схемы собирались коаксиальной с целью уменьшения индуктивности, обратный токопровод к конденсатору осуществляется восемью шпильками, расположенными симметрично относительно конденсатора C_2 и разрядника Р. Применялись керамические малоиндуктивные конденсаторы (типа К15-4, КВИ). Особенности конструктивного исполнения схемы показаны на рис 2.1б.

Рассмотрим более подробно систему предыонизации.

Емкость $C_3(8 \cdot 10^{-8} \text{ Ф})$ при закрытом тиратроне заряжалась до напряжения 10 кВ и при запуске тиратрона (ТГИ1-400/16) через емкость C_4 от генератора задержанных импульсов сигналом положительной полярности (350 В), разряжалась через сопротивления R_{10} , R_{11} , R_{12} . Импульсы напряжений с сопротивлений R_{11} , R_{12} направлялись на поджиг коммутатора и на разрядник подсветки исследуемого промежутка. Для ограничения и определения тока в цепи тиратрона используются сопротивления соответственно $R_8 (3 \cdot 10^3 \text{ Ом})$ и $R_{10} (5 \text{ Ом})$.

Регулировка выходного импульса ГИНа осуществлялась изменением межэлектродного расстояния коммутатора Р. Для получения высокого напряжения зарядки конденсатора C_3 использовался высоковольтный трансформатор типа НОМ-10. Напряжение на конденсаторах и на промежутке контролировалась электростатическими киловольтметрами.

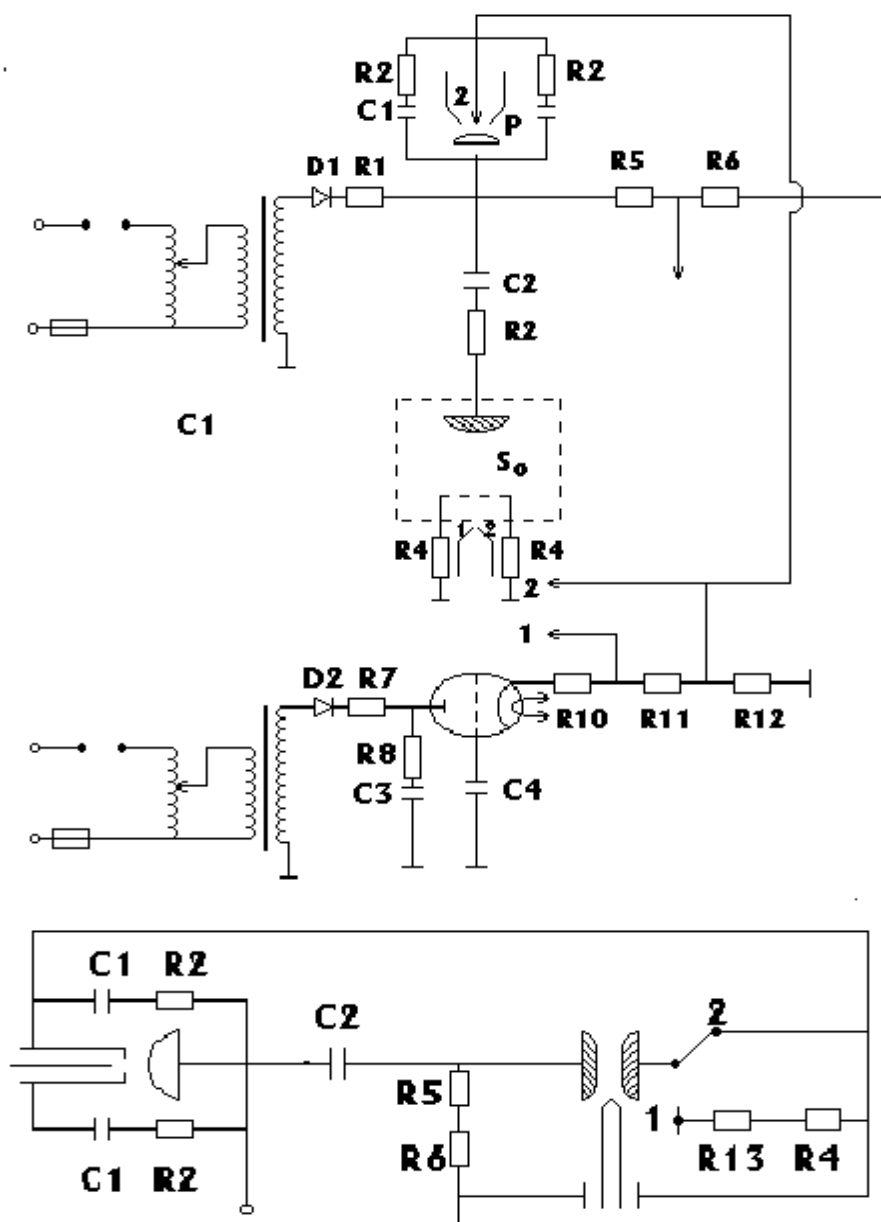


Рис. 2.1. а) Электрическая схема ГИНа;

б) Конструктивное исполнение схемы.

Здесь: D_1, D_2 - высоковольтные диоды; C_2, C_3 - разрядные емкости; емкость C_1 и сопротивление R_2 обеспечивают проводимость коммутатора P ; R_4 -шунт; R_5, R_6 - делитель напряжения; C_4 -проходная емкость для запуска тиратрона; Импульсы напряжений с сопротивлений R_{11}, R_{12} направлялись на поджиг коммутатора P и на разрядник подсветки исследуемого промежутка S_0 ; R_{10} - сопротивление для ограничения и определения тока в цепи тиратрона ТГИ1-400/16.

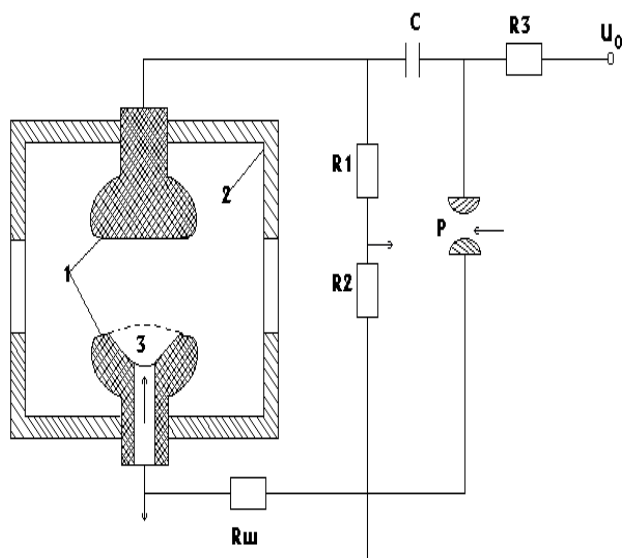


Рис. 2.2. Схема экспериментальной установки для зажигания объемного разряда.

1- электроды основного промежутка; 2 - разрядная камера; 3 - электрод, через который облучают промежутки; P - управляемый разрядник; R1, R2- делитель напряжения.

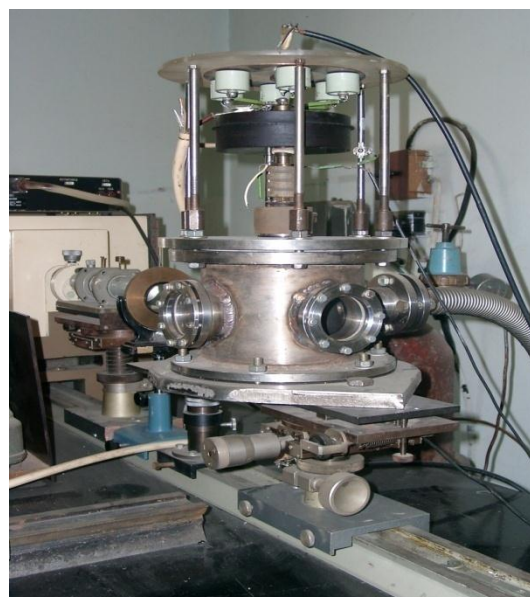


Рис. 2.3. Разрядная камера из нержавеющей стали.

§ 2.2. Регистрация электрических характеристик разряда

Напряжение на разрядном промежутке определялось осциллографированием сигнала с делителя R_5, R_6 (рис.2.1 а) с помощью осциллографов С8-И4, С1-75, а также с помощью цифровых осциллографов типа Актаком и Tektronix. Данный метод с учетом переходных процессов в измерительном тракте обеспечивал временное разрешение в 5 нс. Сопротивление, с которого снималось напряжение R_6 (или R_2 на рис.2.2), равнялось волновому сопротивлению передающего кабеля.

Регистрации тока разряда производилось осциллографированием сигнала с малоиндуктивного шунта $R_4 = 1 - 2$ Ом (рис. 2.1 а), соединенного последовательно разрядному промежутку.

Погрешность измерения высокого напряжения можно оценить из формулы для напряжения, измеряемого делителем

$$U(t) = k \frac{2\sqrt{2} \cdot U_k}{Y_k} \cdot Y_1(t), \quad (2.1)$$

где $Y_1(t)$ – значение измеряемого напряжения на осциллограмме, U_k – калибровочное напряжение, Y_k – отклонение луча осциллографа при напряжении U_k , k – коэффициент деления делителя R_3, R_4 . Максимальная погрешность в измерении напряжения

$$\delta U = \delta k + \delta U_k + \delta(Y_1 / Y_k) \approx 10\% .$$

Чтобы оценить максимальную погрешность в измерении разрядного тока, приведем известное выражение для тока, измеряемого поясом Роговского

$$I(t) = \frac{N}{R_{uu}} U_{uu}(t) = \frac{2\sqrt{2} \cdot U_k}{R_{uu} \cdot Y_k} \cdot Y_2(t), \quad (2.2)$$

где $Y_2(t)$ – величина отклонения луча осциллографа. Погрешность измерения тока составляет $\delta I \approx 10\%$.

По известному сечению разряда и току определялась плотность тока разряда - по ней концентрацию электронов. Начальная концентрация электронов, создаваемая внешним ионизатором в промежутке до подачи высокого напряжения, оценивалась по измеренному току в разрядной цепи при постоянном напряжении на промежутке 100-300 В. Значение концентрации электронов, определенной по такой методике составило 10^8 см^{-3} .

§ 2.3. Пространственные формы разрядов и методы их регистрации

Пространственная структура тела свечения импульсных разрядов определяется многими факторами: геометрией электродов, величиной межэлектродного промежутка, давлением и родом газа, напряжением пробоя. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис.2.4.

Наиболее ясное представление о динамике ионизационных процессов дают пространственно-временные исследования свечения газоразрядного промежутка. Регистрация пространственно-временного развития разряда производилась электронно-оптическим преобразователем ФЭР-2 (разрешающее время $\sim 0,1$ нс), работающим как в покадровом, так и в динамичном режиме. Основным элементом ФЭР-2 является фотоэлектронный преобразователь света (трубка УМИ -92). Трубка УМИ-92 имеет кислородно-сурьмяно-цезиевый

фотокатод с магнитной фокусировкой. Максимальная пространственная разрешающая способность трубки УМИ - 92 - 15 штрихов/мм, временное разрешение в динамическом режиме развертки - $3 \cdot 10^{-11}$ с. Прибор ФЭР-2 обеспечивает широкий диапазон временных разверток от 10 нс до 3 мкс. Для съемок в покадровом режиме отключалось напряжение развертки. Синхронизация работы ФЭР-2 с исследуемым явлением осуществлялась подачей импульса тока или напряжения на вертикально отклоняющиеся пластины ЭОП синхронно с разверткой или подачей затворного импульса ЭОП на двухлучевой осциллограф с током разряда. Точность синхронизации составляет 3-5 нс. Область разрядного промежутка, «вырезаемая» щелью, с помощью объектива ТАИР - 3 проецировался на фотокатод УМИ-92 и разворачивалась на экране ЭОП, а изображение с экрана трубки фотографировалось светосильным, встроенным в прибор, фотоаппаратом на пленку РФ -3 (фотоприставка). Электрическая схема прибора обеспечивает работу установки как в ведущем режиме (инициирование явления осуществляется от ФЭР-2), так и ведомом режиме (запуск прибора может осуществляться подачей запускающего импульса от исследуемого явления). В эксперименте синхронизация развертки ФЭР-2 с исследуемым явлением осуществлялась с помощью ГИ-1 (генератор импульсов).

Точная привязка осуществлялось переключением тумблера линии задержки ФЭР, с временным разрешением 5 нс. Кроме того, геометрия разряда изучалась непосредственным фотографированием тела свечения, что позволяет получить картину с высоким пространственным разрешением.

Сочетание электрических характеристик с пространственно- временными картинками разряда позволяет определить такие параметры, как плотность тока, удельный энерговыход, оценить концентрацию заряженных частиц по плотности тока, а также проследить за пространственно-временной картиной формирования и развития пробоя. Пространственные картины формирования и развития ОР микрофотометрировались и обрабатывались на ЭВМ.

С целью выяснения влияния величины прикладываемого поля, давления газа в промежутке и внешнего ионизатора, фотографировались интегральные картины свечения с помощью цифрового фотоаппарата или с помощью фотоаппарата "Зенит" на пленку РФ-3. Для выделения наиболее сильноионизованной части промежутка свечение фотографировалось с различными относительными отверстиями объектива. Светосила объектива уменьшалась до предела, когда необходимо было выделить наиболее яркое изображение прикатодной плазмы.

§ 2.4. Спектроскопическое исследование разряда

Для регистрации спектров излучения разряда используется экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис. 2.3.

Экспериментальная установка состоит из следующих частей:

1. Оптическая часть, включающая в себя фокусирующую оптику (линза, объектив, монохроматор - МДПС-3 и световоды с согласующими конусами).
2. Система детектирования (ФЭУ– 36,77), электронная система для усиления сигналов и согласования волнового сопротивления нагрузки ФЭУ.
3. Система регистрации - осциллографы С8-14 в экранирующем шкафу.
4. Система синхронизации (ГИ-1).

Излучение искрового разряда передается фокусирующей системой (линза, объектив) на входящую щель монохроматора. Излучение, попадая в монохроматор, разлагается в спектр и передается по световодам в ФЭУ.

Блок ФЭУ содержит фотоумножитель и эмиттерный повторитель, для улучшения отношения сигнал/шум и согласования ФЭУ с передающим кабелем. По цепи питания использованы *RC*- развязки. Для калибровки фотоумножителей по анодной чувствительности предусмотрена плавная регулировка высокого напряжения. Высокая чувствительность ФЭУ в сочетании с повторителем позволяет регистрировать очень слабые световые сигналы с высоким временным разрешением ~ 10 нс.

Для выявления наиболее ярких спектральных линий, возбуждаемых в разряде (линий исследуемого газа и материала вещества электродов), регистрировался интегральный во времени спектр разряда на спектрографе со скрещенной дисперсией – СТЭ-1 или с помощью автоматизированного комплекса монохроматор-спектрограф (MS-3504i). Спектр излучения прикатодной плазмы регистрировался монохроматором с дифракционной решеткой (МДПС-3) с дисперсией 2-3 Å/мм. В некоторых экспериментах использовалась система щелей, позволяющая регистрировать с помощью фотоумножителей временной ход свечения различных областей промежутка.

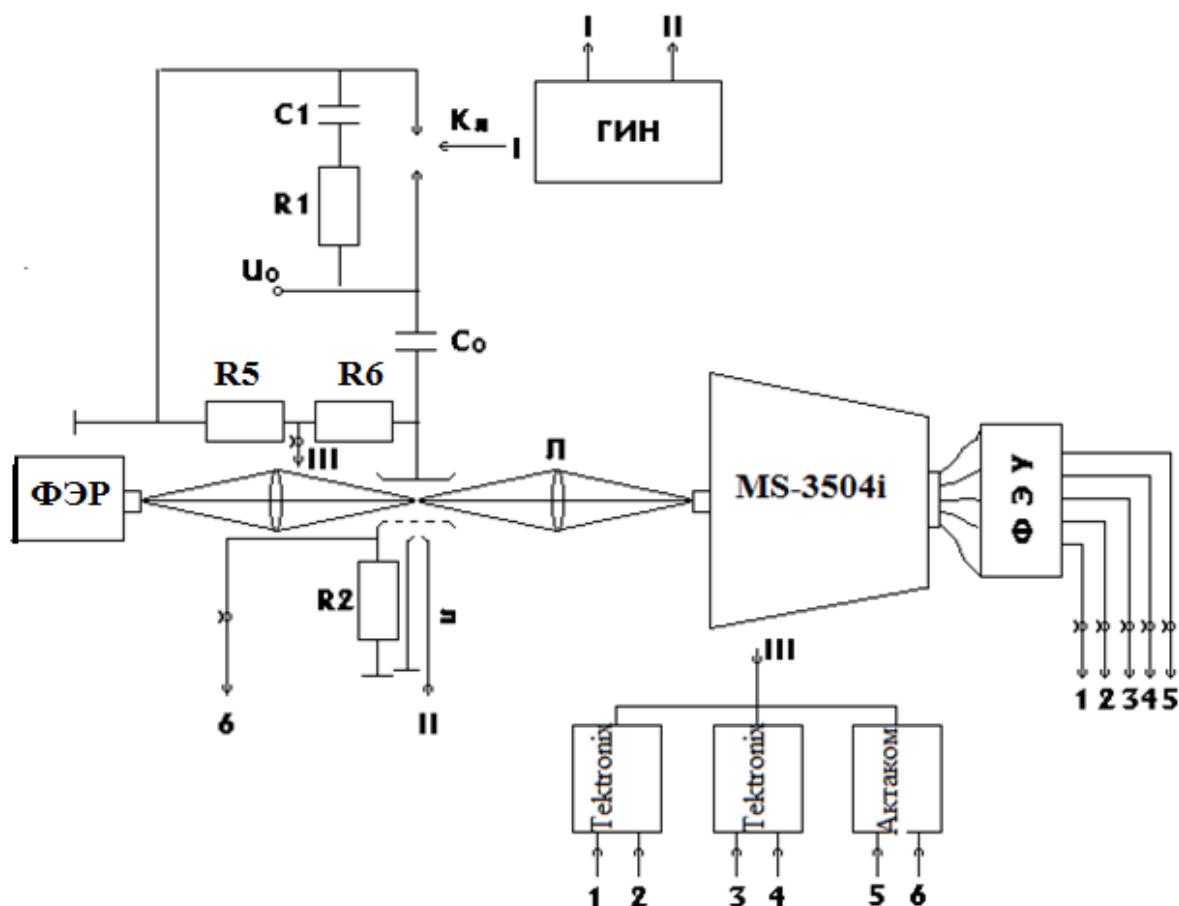


Рис.2.4. Блок-схема экспериментальной установки.

K – разрядная камера, P – коммутатор, C_0 – разрядная емкость, R_5, R_6 – делитель напряжения, R_2 – шунт; 1, 2, ..., 5 – сигналы с ФЭУ, 6 – сигнал тока разряда; I, II – импульсы напряжения с ГИНа для запуска коммутатора и для создания предыонизации соответственно, III – синхроимпульсы запуска осциллографов.

ГЛАВА III. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО - ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

§ 3.1. Механизм формирования самостоятельного объемного разряда в гелии в условиях многоэлектронного инициирования

На сегодняшний день существуют различные точки зрения и механизмы по формированию однородного плазменного столба [100]. Рассмотрим влияние начальных условий на формирование однородного плазменного столба в гелии атмосферного давления.

На рис.3.1.1. приведены пространственные картины свечения импульсного разряда в гелии при давлении 760 Торр.

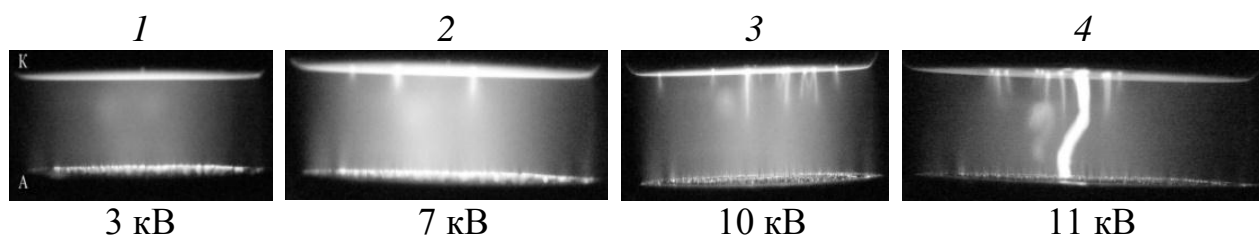


Рис. 3.1.1. Интегральные картины свечения промежутка в *He* для различных значений прикладываемого к промежутку напряжения: $d=1$ см, $p=760$ Торр.

При атмосферном давлении в гелии при малых прикладываемых к промежутку полях ($E_0 < E_{кр} = 6$ кВ/см) зажигается однородный ОР (см. рис.3.1.1, фото 1), а развитие незавершенных анодонаправленных каналов с высокой проводимостью, привязанных к катодным пятнам начиналось при плотности тока ~ 40 А/см² (рис.3.1.1, фото 2). При этом в межэлектродном промежутке еще сохраняется хорошая однородность свечения промежутка. Дальнейшее увеличение плотности тока разряда до 60 А/см² (рис.3.1.1, фото 3) приводит к дальнейшему продвижению незавершенных анодонаправленных каналов и в конечном итоге плазменный канал закорачивает промежуток (рис.3.1.1, фото 4).

Согласно модели [100,101], электроны предьонизации имея дрейфовую скорость выше скорости их диффузии поперек поля, ионизуя газ, образуют цуг лавин, следующих по следу друг друга и формирующих тонкие токовые нити.

Применим данную модель для условий нашего эксперимента. Радиус каждой лавины растёт во времени со скоростью диффузии электронов, т.е.

$$R_H = \sqrt{4Dt},$$

где D - коэффициент свободной диффузии, t - время. При переходе от электронной диффузии к амбиполярной расширением лавины можно пренебречь, и максимальный радиус лавины можно определить по формуле

$$r_D = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_e}}.$$

Время перехода от электронной диффузии к амбиполярной t_0

определяется из соотношения: $v_i t_0 = \ln(\mathcal{G}_0 kT_e / 3e^2 v_i)$, где \mathcal{G}_0 - дрейфовая скорость электронов, v_i - частота ионизации, T_e - температура электронов.

Если к моменту времени t_0 радиус лавин ($R \approx r_D$) будет $R \geq r/2$ ($r = n_0^{-1/3}$ - среднее расстояние между электронами предыонизации, n_0 - начальная концентрация электронов), то происходит перекрытие соседних электронных лавин. Если $R < r/2$, перекрытие соседних электронных лавин не происходит, поскольку вследствие дрейфа электронов вдоль поля, продольные размеры лавины будут расти намного быстрее, чем поперечные, и лавины, идущие друг за другом, начнут налагаться друг на друга, прежде чем произойдет перекрытие соседних лавин. Это приводит к формированию в разряде тонких проводящих нитей.

Среднее количество нитей, образуемых в разряде можно оценить следующим образом: $N = N_0 / N_n^0$, где N_0 - общее число электронов в разрядном объеме, $N_n^0 = d/r$ - начальное число электронов в нити, а d - межэлектродное расстояние. $N_0 = n_0 S d$, где S - площадь поперечного сечения разряда. Тогда общая площадь, занимаемая микронитями, находим по формуле: $S_H = \pi R^2 S n_0^{2/3}$.

На рис.3.1.2 а,б представлены расчетные зависимости отношения суммарной площади микронитей (S_H) к активной площади (S) электродов (S_H / S) от начальной концентрации электронов при различных давлениях и прикладываемых полях.

Из полученных зависимостей (рис. 3.1.2) видно, что однородность плазменного столба существенно зависит от концентрации электронов предыонизации. С ростом прикладываемого поля и давления газа в промежутке эффективная площадь S_H , занимаемая разрядом (микронитями) уменьшается, что связано с уменьшением диффузионного радиуса лавины. Следовательно, для сохранения однородности плазменного столба с ростом давления газа и амплитуды прикладываемого поля требуется увеличение концентрации электронов предыонизации.

Таким образом, проведенные расчеты позволяют определить значение концентрации электронов предыонизации, необходимой для формирования однородного плазменного столба. Однако следует отметить, что если условия по формированию однородного ОР выполняются для плазменного столба, то эти условия не выполняются в прикатодной области. На стадии формирования в прикатодной области образуется зона обедненная зарядами, а поле высокое [102]. Следовательно, выполнение условий по формированию однородного плазменного столба еще не позволяет однозначно говорить о формировании однородного объемного разряда. Стадия формирования оказывается наиболее критичной к образованию зарядовых и других неустойчивостей, которые могут привести к расслоению разряда и последующей контракции.

Как показывают результаты экспериментальных и численных исследований, прикатодная область наиболее критична к развитию неустойчивостей на стадии формирования и развития катодонаправленной волны ионизации [102].

При этом, успеет ли нитевидная структура сформироваться за время движения ионизационной волны к катоду, определяется из критерия [103]:

$$\omega = \int_{t_i} v_i(t) dt = 1, \quad (3.1.1)$$

где v_i - инкремент нарастания флуктуаций, который определяется следующим выражением [103]

$$v_i = -\frac{\mu_i U_c}{d_c^2} \left(\frac{\partial U_c}{\partial j} \sigma \frac{2\pi}{\lambda} + 1 \right), \quad (3.1.2)$$

где U_c - напряжение катодного слоя, d_c - длина катодного слоя, σ - проводимость столба, λ - расстояние между максимумами флюктуаций.

Параметр λ определяется следующим образом: считается, что если расстояние между неоднородностями меньше половины длины катодного слоя $\lambda < \frac{d_c}{2}$, то неоднородности не искажают поле в промежутке и, следовательно, не вызывает прораствание канала.

На рис.3.1.3 а,б приведены характерные зависимости параметра ω от E/p и длительности фронта импульса напряжения. Как видно, с увеличением E/p параметр ω уменьшается и при $E/p=4,5$ В/(см·Торр) выполняется условие, при котором нитевидная структура не успеет сформироваться в катодной области $\omega \leq 1$, а с увеличением длительности фронта нарастания импульса напряжения параметр ω увеличивается и при $\tau_\phi \geq 25$ нс, параметр $\omega > 1$, т.е. происходит расслаивание разряда. Полученные результаты расчетов удовлетворительно согласуются с результатами экспериментальных исследований.

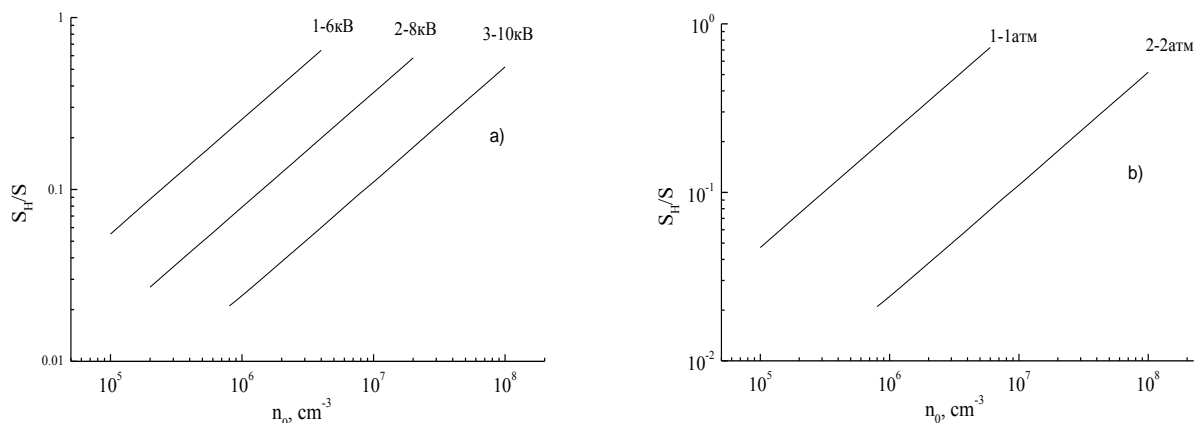


Рис.3.1.2. Зависимости отношения суммарной площади микронитей (S_H) к активной площади (S) электродов от начальной концентрации электронов.

а) 1 - $U_0=6$ кВ, 2 - $U_0=8$ кВ, 3 - $U_0=10$ кВ; б) $U_0=10$ кВ, 1 - $p=1$ атм, 2 - $p=2$ атм.

Авторы работы [59] предлагают стадию формирования разряда исключить из процесса развития разряда. Это позволит устранить возникновение рассмотренных выше неоднородностей и осуществить зажигание предельно-однородного объемного самостоятельного разряда (ОСР). При этом

формирование разряда начинается сразу со стадии горения, минуя стадию его формирования. Критерием получения предельно-однородного ОСР принято условие, при котором образование катодного слоя и соответствующего ему катодного падения потенциала происходит раньше, чем начнутся процессы ударной ионизации в плазменном столбе.

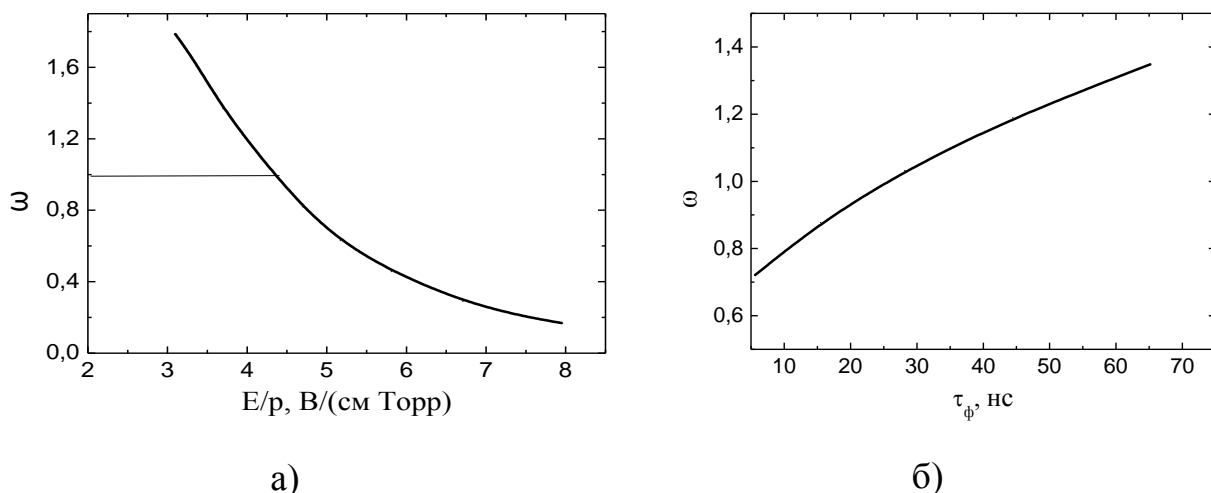


Рис. 3.1.3. Зависимость параметра ω от отношения E/p (а) и от длительности фронта нарастания импульса напряжения (б).

Определим влияние начальных условий на формирование предельно-однородного объемного разряда в гелии атмосферного давления.

Распределение поля на расстоянии x от левого края столба имеет вид:

$$E_x = E + 4\pi en_+ x = E + 4\pi en_0 x, \text{ для } 0 < x < \Delta, \quad (3.1.3)$$

$$\Delta < \alpha^{-1}, \quad (3.1.4)$$

где α - первый ионизационный коэффициент Таунсенда, зависящий от E , Δ - размер прикатодной области. Условия возникновения Таунсендовского пробоя в катодном слое имеет вид

$$\int \alpha_c dx = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right),$$

где α_c - коэффициент Таунсенда в катодном слое, γ - коэффициент вторичной эмиссии.

Заменив линейное распределение поля в катодном слое ступенькой с величиной поля, равной полю на катоде E_c , получим

$$\alpha_c \Delta = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right).$$

Тогда неравенство (3.1.4) примет вид

$$\frac{\alpha_c}{\alpha} > \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right).$$

Учитывая, что для гелия $\alpha = Ape^{-B\sqrt{\frac{p}{E}}}$ получим

$$-B\sqrt{p}\left(\frac{1}{\sqrt{E_c}} - \frac{1}{\sqrt{E}}\right) > \ln\left[\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\right].$$

Обозначим через $C = \ln\left[\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\right]$, тогда имеем

$$-B\sqrt{p}\left(\frac{1}{\sqrt{E_c}} - \frac{1}{\sqrt{E}}\right) > C.$$

После несложных преобразований получим

$$E_c > \frac{B^2 p E}{(B\sqrt{p} - C\sqrt{E})^2}. \quad (3.1.5)$$

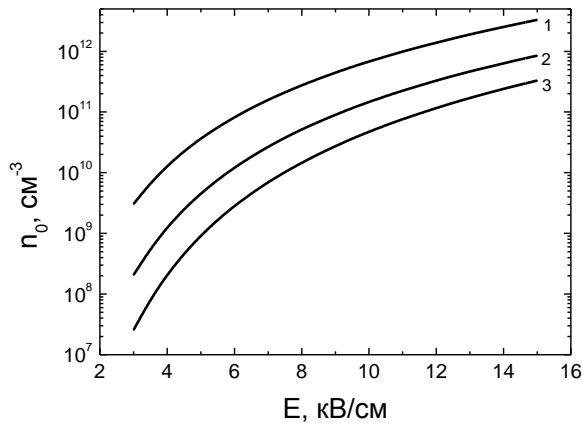
Величину поля в катодном слое также можно найти из (3.1.3) и (3.1.4)

$$E_c < E + 4\pi e n_0 \alpha^{-1}. \quad (3.1.6)$$

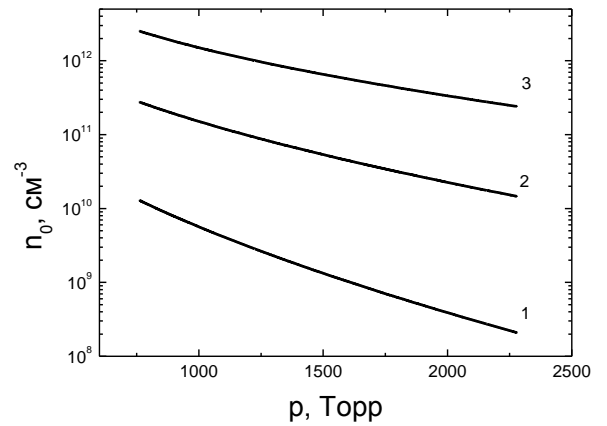
Комбинируя выражения (3.1.3) и (3.1.4) получим выражение для начальной концентрации электронов n_0 , требуемое для зажигания предельно-однородного разряда:

$$n_0 > \frac{Ape^{-B\sqrt{\frac{p}{E}}}\left(2B \ln \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)E\sqrt{pE} - \ln \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)^2 E^2\right)}{4\pi e\left(B\sqrt{p} - \ln \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\sqrt{E}\right)^2}.$$

На рис.3.1.4 а,б приведены характерные зависимости концентрации начальных электронов n_0 , требуемые для получения однородного объемного разряда от напряженности поля E (а) и от давления газа (б) в разрядном промежутке. Из этого рисунка видно, что необходимое значение концентрации электронов предыонизации для зажигания ОР с увеличением поля увеличивается, а с увеличением давления газа - уменьшается.



а)



б)

Рис. 3.1.4. Зависимость граничной концентрации электронов от напряженности поля E (а) и от давления газа (б) в разрядном промежутке для получения предельно - однородного объемного разряда ($d = 1$ см): а) 1 - $p=1$ атм, 2 - $p=2$ атм, 3 - $p=3$ атм; б) 1- $E=4$ кВ/см, 2 - $E=8$ кВ/см, 3 - $E=14$ кВ/см.

Выводы:

Таким образом, создание однородного плазменного столба происходит при условии перекрытия соседних электронных лавин, однако при этом в прикатодной области возможно образование зоны, обедненной электронами с образованием зарядовых и других неустойчивостей, которые уже на ранней стадии формирования разряда могут привести к расслаиванию разряда.

С другой стороны, исключив условия формирования неустойчивостей за счет варьирования параметров E , p и n_0 можно получить предельно-однородный ОР в He атмосферного давления.

Определены также критерии формирования предельного ОР в гелии в зависимости от амплитуды прикладываемого поля и давления газа. Показано, что с увеличением величины прикладываемого поля увеличивается граничное значение концентрации электронов предыонизации, а с увеличением давления — уменьшается.

§ 3.2. Пространственно-временная динамика формирования и развития самостоятельного импульсного разряда в гелии

Приведены результаты экспериментальных исследований пространственно-временной картины свечения промежутка (с применением фотоэлектронного преобразователя ФЭР-2) в гелии атмосферного давления в коротких промежутках ($d = 1$ см) при напряжениях в диапазоне от статистического пробойного до сотни процентов перенапряжений ($U_0 = 3 - 25$ кВ). Результаты исследования получены в условиях предыонизации газа ($n_0 \sim 10^8$ см⁻³) в промежутке с площадью разряда $s = 12$ см² и давление газа менялось в пределах 1-5 атм.

Начальную концентрацию электронов создавали облучением промежутка УФ излучением стороннего разряда, в который вкладывалась энергия $\approx 0,3 - 0,4$ Дж. Источник УФ излучения располагали в одном случае сбоку от оси основных электродов на расстоянии 5-7 см (электроды – сплошные), в другом случае – за сетчатым анодом (сетчатый анод и сплошной катод из нержавеющей стали). В случае инициирования разряда большим числом начальных электронов при пробое перенапряженных промежутков зажигается ОР [104], длительность однородного горения которого ограничивается неустойчивостями, возникающими как в приэлектродных областях [104], так и в столбе разряда [105].

На рис.3.2.1 представлены характерные формы изменения во времени импульсов напряжения и тока разряда в гелии. Из этого рисунка видно, что в гелии после первого резкого спада напряжения на промежутке устанавливается квазистационарное напряжение горения $U_r = 3000$ В ($d = 1$ см, $p = 1$ атм), являющееся напряжением горения ОР [75,105], значение которого не зависит от прикладываемого поля и определяется давлением газа в промежутке.

Ранее выполненные эксперименты показывают, что напряжение горения ОР слабо зависит от прикладываемого к промежутку напряжения при постоянном

давлении газа. С ростом давления напряжение горения ОР U_r линейно возрастает, а длительность $\tau_r = t_3 - t_2$ уменьшается [105,106].

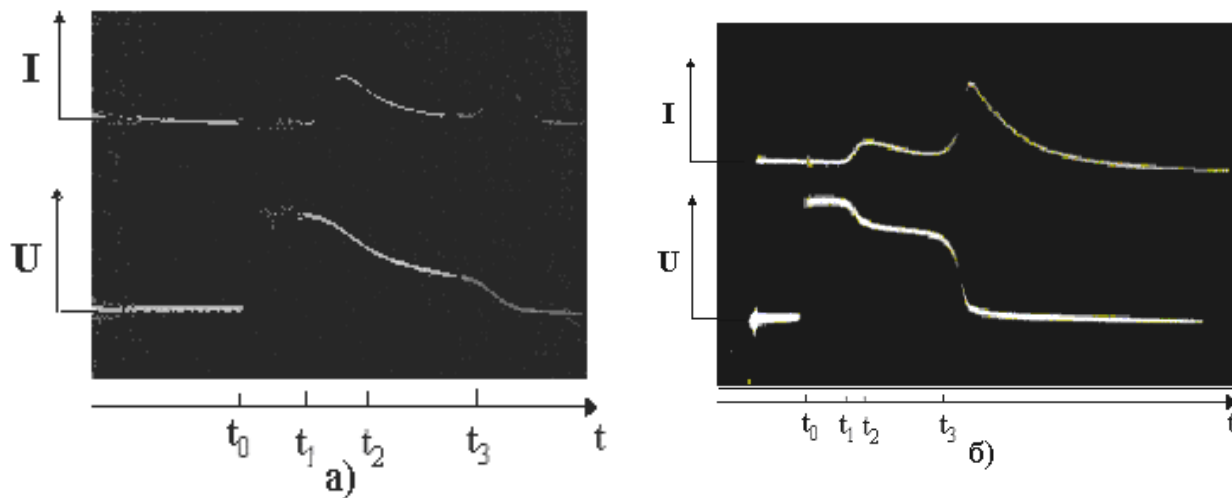


Рис.3.2.1. Характерные осциллограммы тока и напряжения на промежутке (а - $U_0 = 8$ кВ, $p = 1$ атм, $d = 1$ см; б - $U_0 = 9$ кВ, $p = 3$ атм, $d = 1$ см).

Здесь, времена: $\tau_{\text{ф}} = t_1 - t_0$ – время формирования разряда (время запаздывания при отсутствии предыонизации); $\tau_{\text{сп1}} = t_2 - t_1$ – время коммутации (время формирования) объемного разряда; t_0 – начало фронта нарастания импульса напряжения на промежутке; t_1 – начало первого спада импульса напряжения; $\tau_{\text{ст}} = t_3 - t_2$ – длительность объемной фазы (время однородного горения разряда); t_3 – начало контракции ОР в искровой канал.

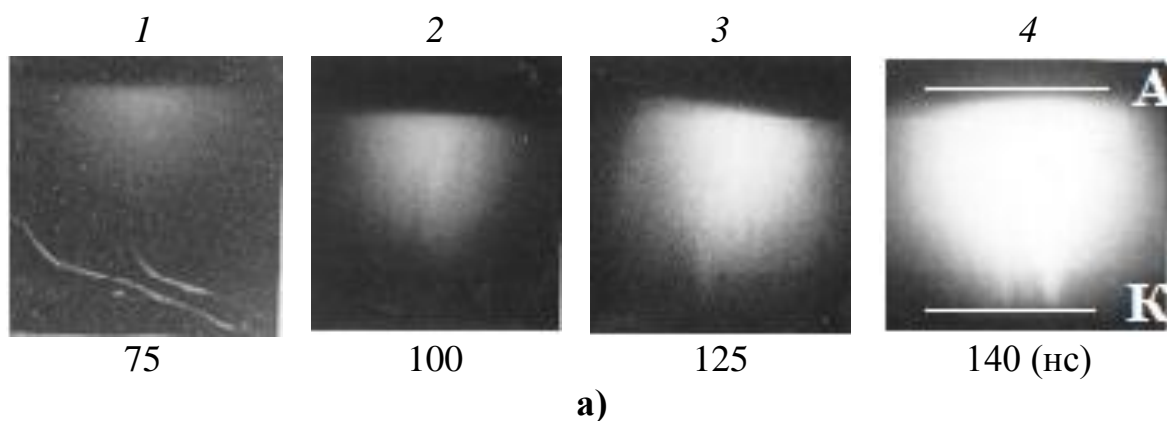
На рис.3.2.2 а,б соответственно представлены пространственно-временные картины формирования ОР в *He* для двух значений пробойного напряжения ($U_0 = 15$ кВ и $U_0 = 18$ кВ) в условиях предварительной ионизации газа (источник предыонизации – сбоку).

Синхронизация пространственновременных картин с электрическими характеристиками показывает, что при облучении промежутка внешним ионизатором (электроды сплошные), первое регистрируемое свечение возникает на аноде через 40 нс после приложения внешнего поля ($U_0 = 15$ кВ) с характерным размером $\sim \alpha^{-1}$ (α – коэффициент ударной ионизации), которое в дальнейшем в виде диффузного свечения распространяется к катоду. При прохождении фронта диффузного свечения выравнивается распределение концентрации плазмы по длине промежутка и формируется столб однородного разряда и область прикатодного падения потенциала. Таким образом, разряд переходит в следующую фазу - фазу объемного горения.

Возникновение свечения у анода можно объяснить, тем, что на стадии роста напряжения на разрядном промежутке до своего амплитудного значения, происходит дрейф электронов вдоль электрического поля без существенного размножения. А ионы, имея относительно низкую подвижность, образуют слой некомпенсированного положительного пространственного заряда. Это приводит к искажению электрического поля полем пространственного заряда. Затем в усиленном поле вблизи анода происходит интенсивная ионизация, которая, продвигаясь к катоду, оставляет за собой столб плазмы большей концентрации [107].

При зажигании катодного пятна искровой канал образуется в два этапа. Вначале в промежутке формируется диффузный канал, привязанный к катодному пятну (см. рис.3.2.2 а, фото 4) и на втором этапе со стороны катода вдоль диффузного канала прорастает высокопроводящий контрагированный искровой канал, яркость свечения которого соизмерима с яркостью свечения прикатодной плазмы. С увеличением прикладываемого поля число нитевидных диффузных каналов увеличивается (см. рис.3.2.2 б, фото 5).

Обнаружено, что при увеличении числа катодных пятен появление искрового канала в промежутке задерживается, поскольку ток ОР одновременно распределяется на несколько катодных пятен, в результате чего плотность тока в отдельном диффузном канале уменьшается и оказывается недостаточной для того, чтобы вдоль диффузного канала распространялся контрагированный искровой канал [105].



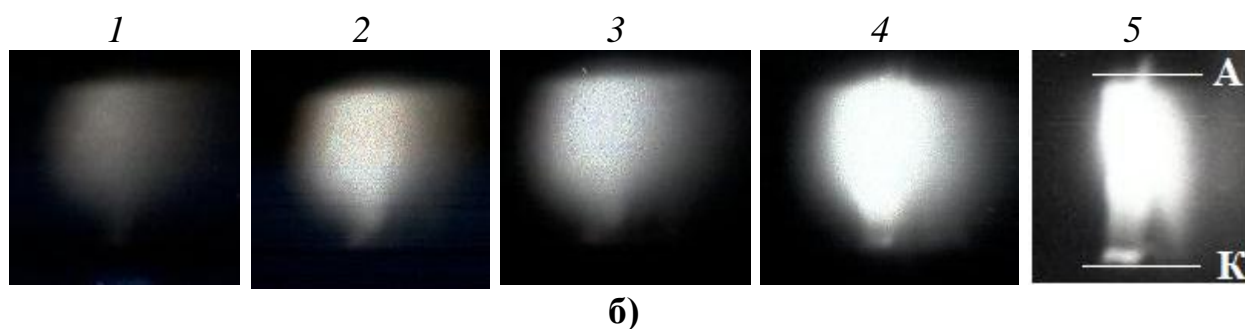


Рис. 3.2.2. Пространственно-временные картины формирования ОР в *He* ($d = 1$ см, $p = 1$ атм) при напряжениях $U_0 = 15$ кВ (а) и $U_0 = 18$ кВ (б). Электроды плоские, верхний электрод – анод, нижний – катод.

Эксперименты показывают, что картины перехода объемного разряда в контрагированное разнообразны и зависят от конструкции разрядных электродов, давления газа, режимов горения и типов разрядов. С целью изучения влияния давления газа на устойчивость горения объемного разряда были выполнены эксперименты при более высоких давлениях ($p > 1$ атм) [108].

На рис.3.2.3 приведены покадровые картины формирования и прорастания искрового канала для величин $U_0 = 9$ кВ, $p = 3$ атм. Из этого рисунка видно, что на фоне слабого диффузного свечения на катоде возникает очаг повышенной плотности (фото 1).

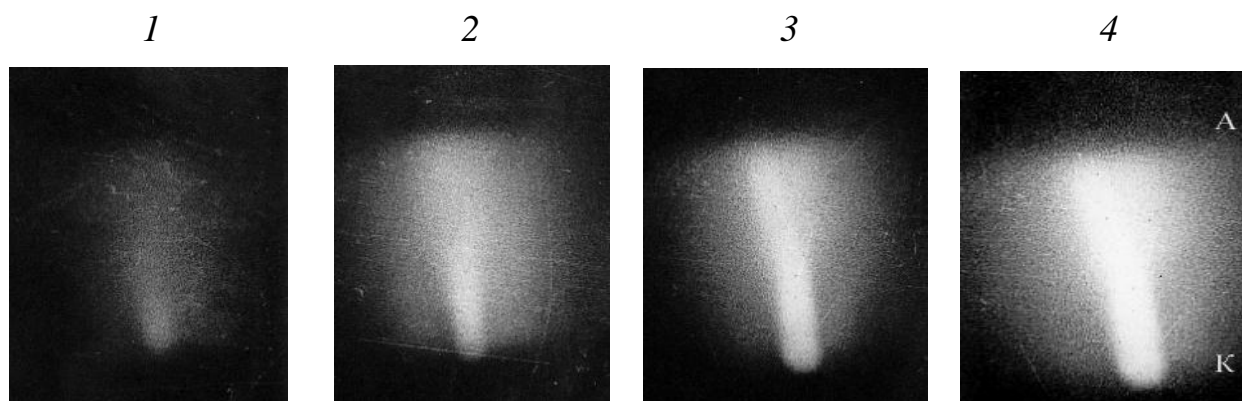


Рис. 3.2.3. Покадровые картины формирования и прорастания искрового канала при $U_0 = 9$ кВ, $p = 3$ атм.

Фото 1 снято через 400 нс после приложения напряжения к промежутку или за 50 нс до второго спада напряжения. Далее из катодной плазмы прорастает искровой канал, который перекрывает разрядный промежуток за 280 - 300 нс со скоростью $\approx 3 \cdot 10^6$ см/с.

В случае расположения источника предыонизации за сетчатым анодом, ОР формируется одновременно во всем объеме промежутка, т.е. газ с начальной концентрацией электронов рассматривается как плазма и имеет место наложение достаточно высокого поля на слабоионизованную плазму. Причиной формирования такой картины пробоя, возможно, является однородность степени предыонизации газа как вдоль, так и поперек разряда.

На рис. 3.2.4 представлены интегральные картины свечения промежутка при различных прикладываемых к промежутку напряжениях.

В этом случае формирование ОР происходит путем объемной ионизации газа в однородном поле. Анализ картин формирования и контракции объемного разряда описаны в § 3.1. Отметим только, что перекрытие анодонаправленными каналами разрядного промежутка (рис. 3.2.4, фото 4) приводит ко второму резкому спаду импульса напряжения (см. рис.3.2.1, время t_3), обусловленный ростом проводимости в искровом канале.

Для изучения влияния давления газа на пространственную однородность и устойчивость ОР были выполнены исследования при более высоких давлениях.

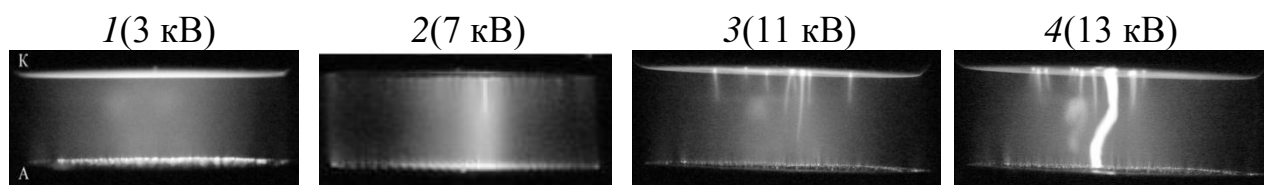


Рис.3.2.4. Интегральные картины свечения промежутка в He при различных напряжениях на промежутке ($p=1$ атм, $d=1$ см). Электроды из нержавеющей стали (катод – сплошной, анод – сетчатый).

На рис.3.2.5 а,б соответственно приведены интегральные картины свечения разряда в He при давлениях газа в промежутке $p = 2$ атм и $p = 3$ атм. Увеличение давления газа в промежутке (уменьшение отношения E/p) разряд горит однородно при полях $E_0/p \leq E_{кр}/p = 7,5$ кВ/см атм. При увеличении поля $E_0/p > E_{кр}/p$ наблюдается большая плотность катодных пятен, из которых распространяются незавершенные анодонаправленные каналы. Закономерности горения разряда сохраняются и при высоких давлениях.

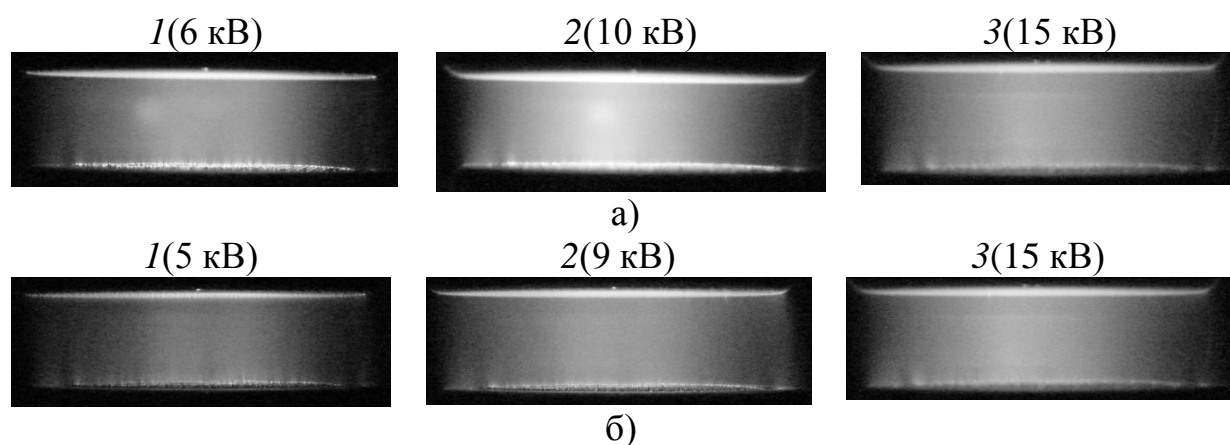


Рис.3.2.5. Интегральные картины свечения промежутка в гелии при высоких давлениях: а) $p=2$ атм; б) $p=3$ атм. Электроды с межэлектродным расстоянием $d=1$ см из нержавеющей стали (катод – сплошной, анод – сетчатый).

Концентрация электронов в ОР, оцененная по плотности тока и известной дрейфовой скорости [104] оказалась равной $\sim 10^{14}$ см⁻³. Каналы формируются в приэлектродных областях и прорастают вглубь промежутка. Длительность при сохранении однородности разряда можно было регулировать путем уменьшения плотности тока или увеличением давления газа в промежутке.

На рис.3.2.6 представлены картины свечения промежутка, снятых ЭОПом в динамическом режиме работы (фотографии щелевой развертки) как совместно с импульсом напряжения (а), так и без него (б,в). Масштаб развертки – 1 мм = 4,3 нс (длина экрана ЭОП – 70 мм).

Из рис. 3.2.6 б,в следует, что к моменту времени t_3 на катоде зажигается катодное пятно (начало контракции), которое на пространственно-временных картинах разворачивается в виде яркой дорожки. Следовательно, зная скорость развертки из ЭОПограмм можно определить как скорость перекрытия свечением промежутка, так и длительность однородного горения разряда при различных начальных условиях инициирования. Катодное пятно отделено от столба разряда некоторым темным пространством.

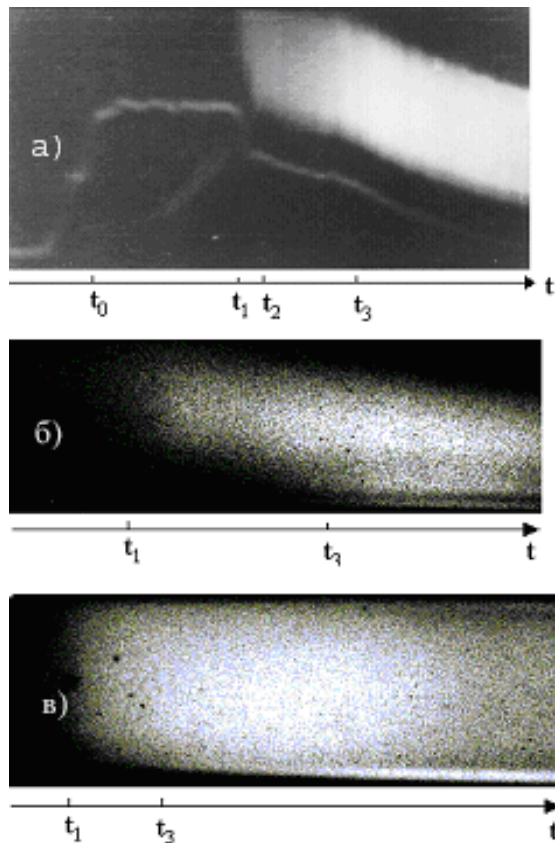


Рис.3.2.6. Фотография щелевой развертки в разряде *He* с импульсом напряжения при $U_0=10$ кВ (а), б- $U_0=6$ кВ; в- $U_0=10$ кВ; ($d=1$ см, $p=1$ атм, $l=4,3$ нс, катод - снизу).

Для этого рисунка интервалы времени соответствуют: $t_1-t_0=\tau_{\phi}$ – время формирования пробоя; t_2-t_1 – время коммутации (время формирования) объемного разряда; t_3-t_2 – время однородного горения разряда (длительность ОР).

Устойчивость ОР определяется приэлектродными процессами. Об этом свидетельствуют картины пространственного распределения интенсивности излучения в промежутке как вдоль поля, так и поперек электродов (см. рис.3.2.7). Из него следует, что процесс контракции определяется приэлектродными явлениями.

Анализ экспериментальных результатов перехода диффузного ОР в контрагированный разряд и в СДР показывает, что увеличение энерговклада в разряд приводит к контрагированию ОР в искровой канал при критическом значении отношения $E/p \approx 13$ кВ/(атм·см) (см. рис.3.2.4, фото 4).

На всех остальных интегральных картинах с ростом давления (при давлениях $p = 2$ и 3 атм в условиях эксперимента) разряд горит однородно и диффузно, (см. рис.3.2.5, верхний электрод - катод), т.к. приведенные значения отношения E/p с ростом давления при тех же полях оказываются малыми, и существенно не достигающими критической величины $E/p \approx 13$ кВ/(атм·см).

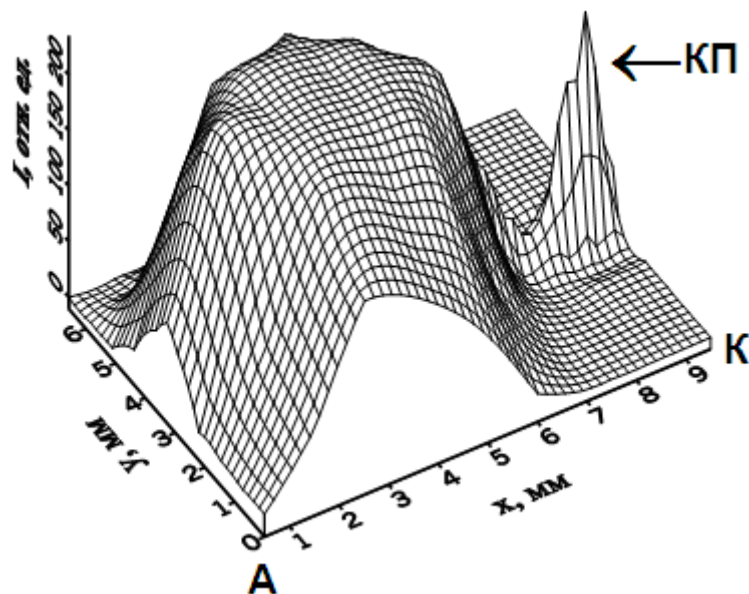


Рис.3.2.7. Картина пространственного распределения интенсивности излучения (в отн.ед.) в промежутке как вдоль поля, так и поперек электродов ($p = 1$ атм, $d = 1$ см). Здесь, x – координата, меняющаяся вдоль электродов, y – поперек электродов, КП - катодное пятно, A - анод, K – катод.

§ 3.3. Влияние начальных условий на пространственные картины формирования искрового канала в аргоне

Ионизация газа в промежутке осуществлялась от источника УФ - излучения, который располагался в том же газе на расстоянии (5-7) см от оси основного промежутка. Расстояние d между алюминиевыми электродами равно 1 см, а диаметр электродов - 4 см, давление газа $p = 1$ атм. Использовались два типа электродов - сферические с радиусом кривизны $R \approx 30$ см и плоские.

Промежуток пробивался подачей импульса напряжения с длительностью переднего фронта ~ 10 нс после прекращения его облучения внешним ионизатором. Напряжение пробоя менялось от статического пробойного значения $U_{ст} = 6,8$ кВ ($d=1$ см, $p = 1$ атм) до 20 кВ.

Длительность светового импульса подсветки в аргоне составляла 600 нс (см. рис.3.3.1). Межэлектродное расстояние подсвечивающего промежутка и разрядника устанавливались таким образом, чтобы пробойный импульс подавался на исследуемый промежуток через 200 - 250 нс после подсветки.

На рис.3.3.2. приведена характерная осциллограмма тока и напряжения на разрядном промежутке в аргоне.

В условиях интенсивной предварительной ионизации в разрядном промежутке формируется ОР, который своим развитии проходит следующие стадии [109-111]: 1) однородное по объему диффузное свечение; 2) расслаивание разряда на отдельные диффузные каналы, яркость которых на начальных стадиях незначительно превышает яркость диффузного свечения; 3) образование катодного пятна и пробой катодного слоя. Заметим, что формирование искрового канала в зависимости от рода газа имеет свои особенности.

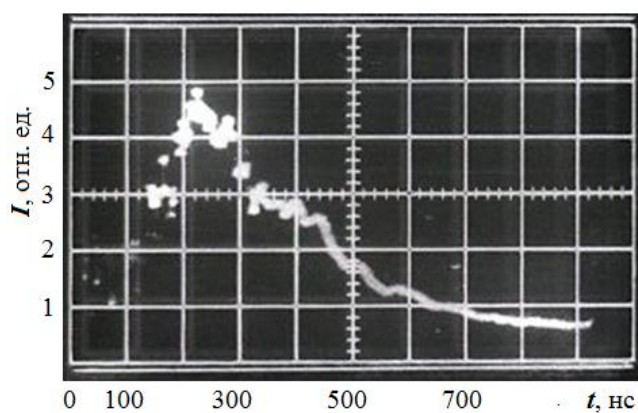


Рис. 3.3.1. Характерная временная зависимость интенсивности (в отн. ед) светового импульса источника УФ излучения. Развертка – 100 нс/дел ($p=1\text{атм}$, $d=1\text{см}$, Ar).

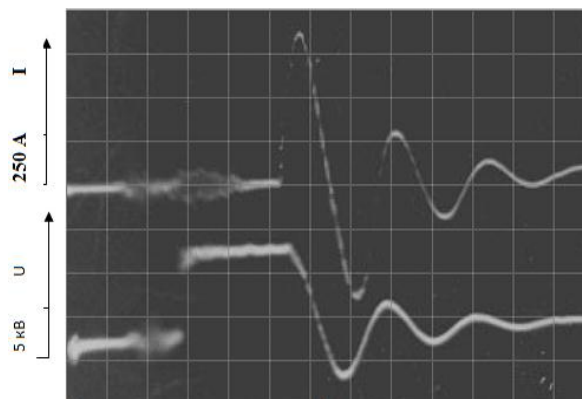


Рис.3.3.2. Характерная осциллограмма тока и напряжения на разрядном промежутке. Развертка – 100 нс/дел ($p=1\text{атм}$, $d=1\text{см}$, Ar).

Попытки объяснения этих процессов в рамках единой модели не всегда продуктивны, и во многих случаях, несмотря на внешнее сходство, физические процессы, лежащие в основе этих явлений различны.

В объемных разрядах искровой канал инициируется процессами на катоде. В аргоне для таунсендовского разряда, когда ионизационный фронт подходит к катоду интенсивность свечения столба резко возрастает (рис.3.3.3) и катодная часть замыкается узким ($d = 0,2\text{ мм}$) нитевидным свечением. Диаметр диффузного канала на этой стадии составляет 4 мм. Через 20-25 нс (в аргоне) после перекрытия промежутка ионизационным фронтом появляется яркое катодное пятно, и разряд принимает форму конуса с вершиной у катода (фото 4,

рис. 3.3.3 а). Яркость катодного пятна выше яркости столба разряда. Время на рис. 3.3.3 отсчитывается с момента приложения высоковольтного импульса напряжения к промежутку.

По времени образование катодного пятна совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на разрядном промежутке. На начальных стадиях развития катодное пятно имеет полусферическую форму и скорость его расширения составляет $2,5 \cdot 10^6$ см/с.

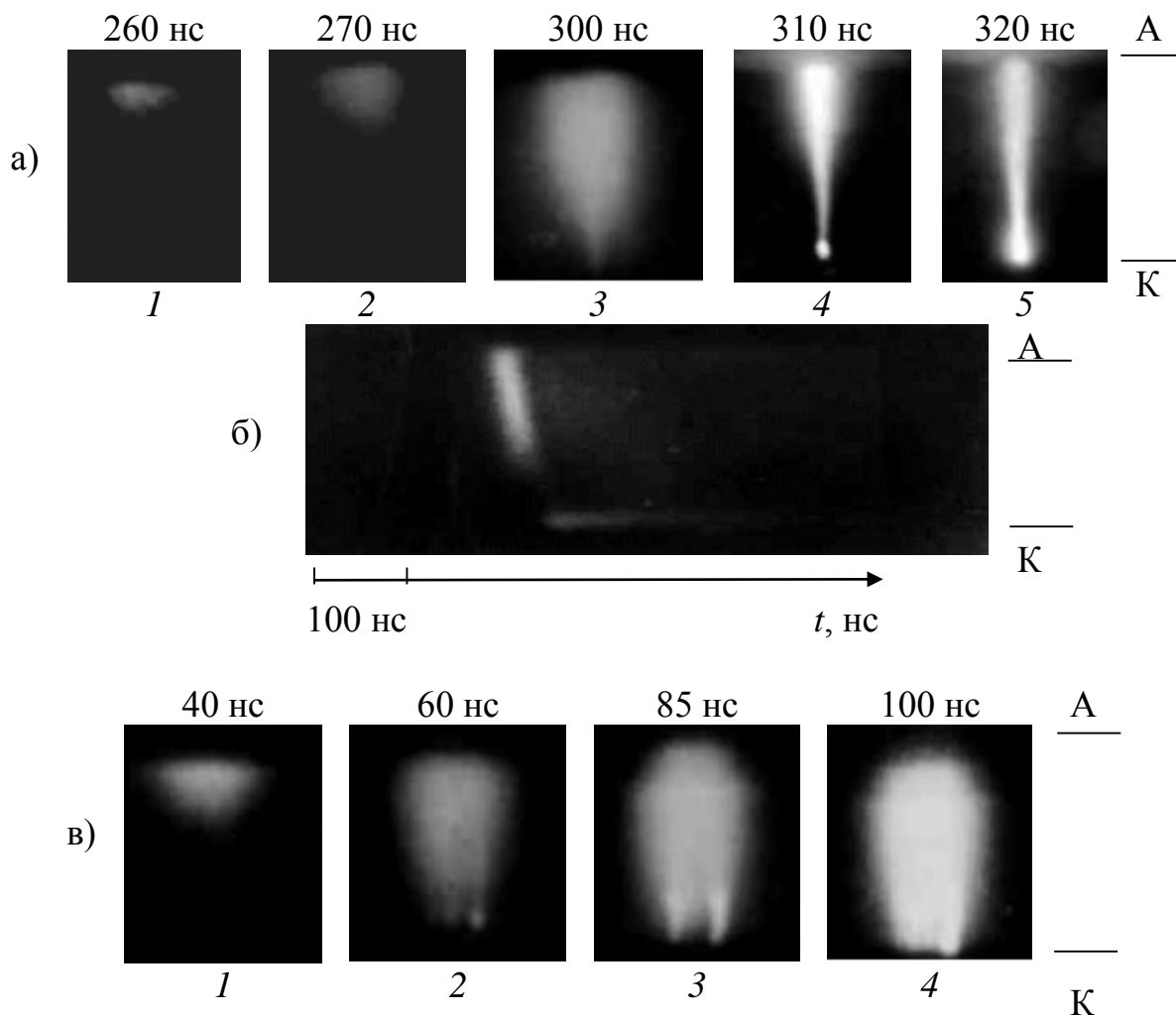


Рис.3.3.3. Постранственно-временные картины свечения промежутка ($p= 1$ атм, $d= 1$ см, Ar): а) фотографии свечения в различные моменты времени ($E/p = 10,53$ В/см·Торр); б) фотография непрерывной щелевой развертки свечения ($E/p = 10,53$ В/см·Торр); в) фотографии свечения при $E/p = 21,05$ В/см·Торр.

Как видно из рис.3.3.3 первое регистрируемое свечение возникает на аноде, т.е. однородный слаботочный разряд формирует ионизационный фронт, распространяющийся к катоду.

Сопоставление картин пространственно-временного развития и электрических характеристик показало, что с формированием катодного пятна и началом прорастания искрового канала, ток разряда резко возрастает. Плотность тока в формирующемся канале спустя 30-40 нс после начала резкого роста тока достигает значения $\sim 10^6$ А/см².

Если же формируются много катодных пятен (что имеет место при больших перенапряжениях), то параллельно иницируются несколько каналов, которые на ранних этапах развития сливаются и образуют широкий столб плазмы (см. рис.3.3.3 в, фото 4). В этом случае значение плотности тока будет гораздо меньше, чем в случае формирования одиночного канала. Скорость прорастания соответственно уменьшится. С ростом плотности тока скорость прорастания увеличивается (см. рис. 3.3.4).

На основании выше изложенного можно заключить, что формирование канала начинается с флуктуации плотности в плазме: в объемном разряде – это катодное пятно [112]. Прорастание канала с этих областей объясняется искажением поля в промежутке.

Рассмотрим экспериментальные результаты по исследованию развития импульсного разряда в аргоне при наличии предварительной ионизации газа для электродов плоской геометрии. По времени появления областей высокой проводимости совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на промежутке, т.е. энерговыдел в разряд резко увеличивается с началом формирования канала.

На рис. 3.3.5 приведены последовательные кадры развития разряда в аргоне, полученные при предыонизации. При создании начальной концентрации электронов в промежутке $n_0 \sim 10^7$ см⁻³ и незначительных перенапряжениях первое регистрируемое свечение возникает на аноде к моменту резкого роста тока при концентрацией электронов $\sim 10^{12}$ - 10^{13} см⁻³ и распространяется к катоду со скоростью $\approx (2-5) \times 10^7$ см/с. Скорость определяется из фотографий щелевой развертки (см. рис.3.3.5 г).

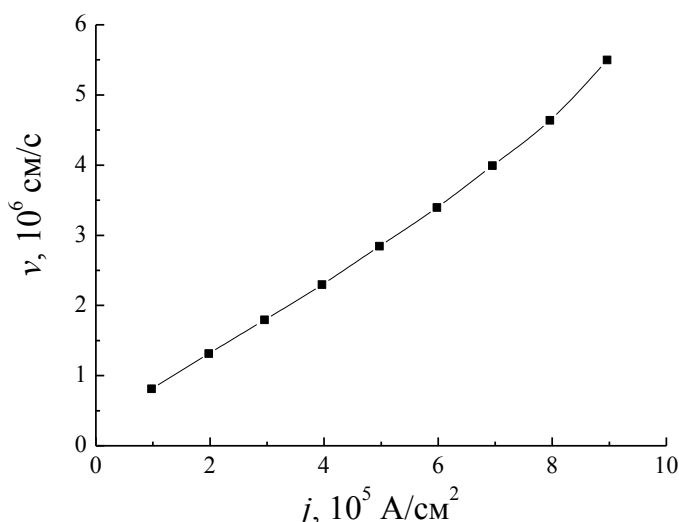


Рис. 3.3.4. Зависимость скорости прорастания искрового канала от плотности тока ($p=1\text{атм}$, $d=1\text{ см}$, Ar).

По мере распространения фронта свечения к катоду электронная концентрация на фронте волны возрастает и достигает значений $\sim 10^{13}\text{-}10^{14}\text{ см}^{-3}$. На этой стадии ток разряда имеет значение 1-10 А. Перекрытие ионизационным фронтом разрядного промежутка со скоростью, на порядок большей скорости дрейфа электронной лавины, приводит к образованию катодного пятна (см. рис 3.3.5 б, фото 4 или рис.3.3.5 в, фото 2), из которого прорастает искровой канал.

Результаты пространственно-временных картин (рис.3.3.5 в) формирования искрового канала в аргоне при больших перенапряжениях ($U_0=18\text{ кВ}$) показывают, что длина катодного падения потенциала l_k по мере роста перенапряжения увеличивается. Например, при $E_0=18\text{ кВ/см}$ длина катодного падения потенциала составляет величину $l_k \approx 5\text{-}6\text{ мм}$.

Щелевая развертка свечения в аргоне совместно с импульсом напряжения (рис.3.3.5 г) показывает, что по времени, перекрытие свечением промежутка соответствует началу резкого спада напряжения на промежутке. Соответственно на этой стадии ток, его плотность и электронная концентрация имеют порядок: $I \approx 1\text{ А}$; $j \approx 10^2\text{ А/см}^2$ и $n_e \approx 10^{13}\text{ см}^{-3}$.

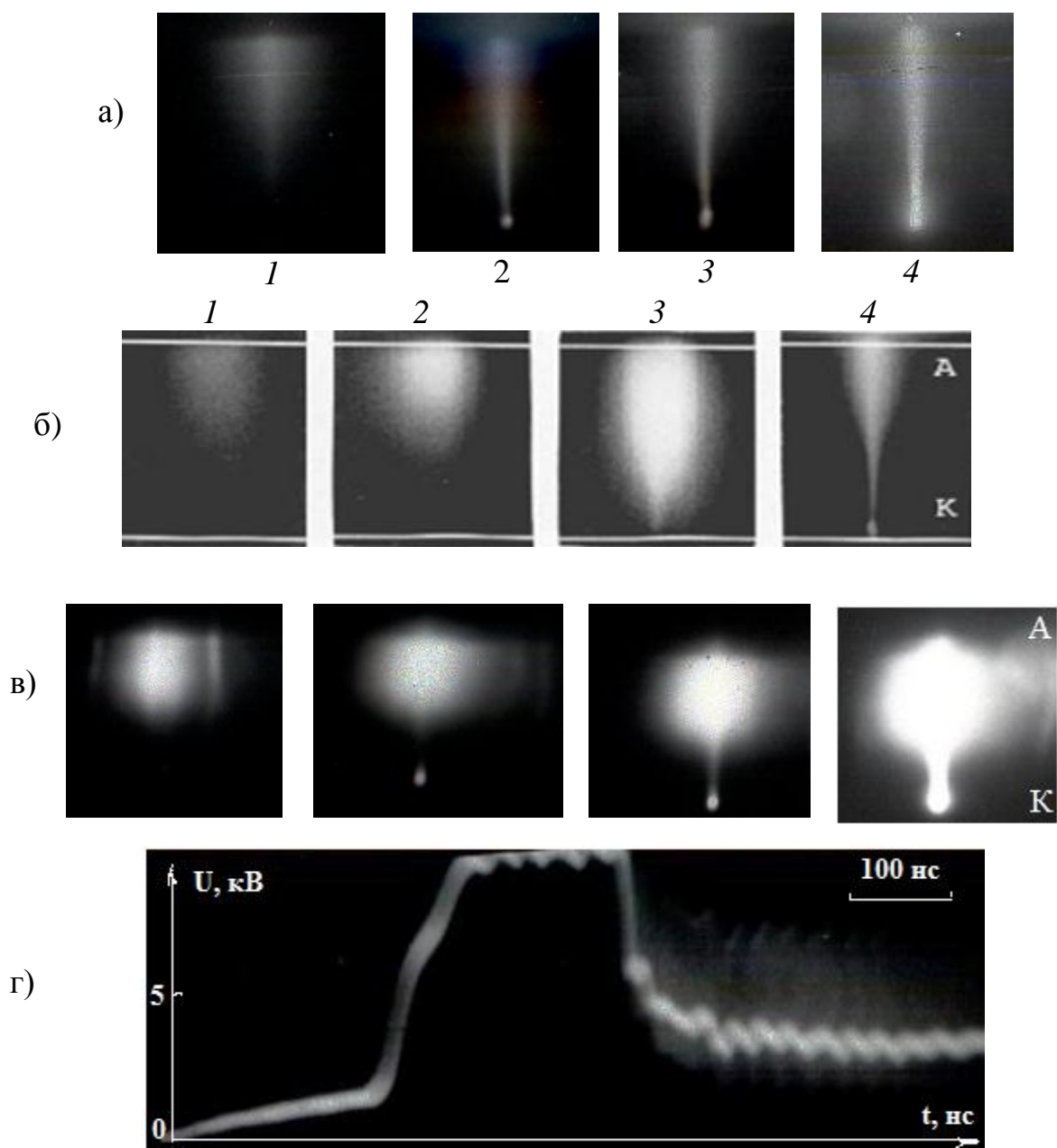


Рис.3.3.5. Пространственно-временные кадры формирования искрового канала в аргоне при наличии предварительной ионизации газа в промежутке: а,б – соответственно свечение в последовательные моменты времени при $U_0 = 8$ кВ и $U_0 = 10$ кВ; в – пространственные картины при высоких напряжениях $U_0 = 18$ кВ; г - щелевая развертка свечения в аргоне совместно с импульсом напряжения при $U_0 = 10$ кВ (катод – снизу, анод - сверху, $p = 760$ Торр, $d = 1$ см, $U_{cm} = 6.8$ кВ).

§ 3.4. Моделирование формирования и развития ионизационных фронтов в инертных газах в предварительно ионизированной газовой среде

Результаты экспериментального исследования формирования и развития импульсных объемных разрядов в инертных газах подробно рассмотрены в предыдущих разделах. Было показано, что физика этих процессов достаточно сложна, имеет свои особенности в зависимости от рода газа и начальных условий, и к настоящему времени недостаточно исследована, что требует достоверных количественных данных о процессе формирования разряда. В связи с этим является актуальным проведение детального анализа процесса формирования импульсного объемного разряда в гелии и аргоне атмосферного давления, возбуждаемый в предварительно ионизированной газовой среде [79,87] на основе численных расчетов.

В настоящее время существуют три подхода для численного моделирования плазмы: кинетический, при котором численно решаются уравнение Больцмана либо напрямую, либо с использованием метода макрочастиц с учетом столкновений по методу Монте-Карло [113,114], гидродинамический, при котором численно решаются уравнения для нескольких первых моментов уравнения Больцмана [114,115], и гибридные методы [116]. Выбор модели определяется длиной свободного пробега для каждого сорта частиц. Для численного моделирования разрядов, при давлениях порядка атмосферного, обычно используются гидродинамические и гибридные модели. Для описания разряда в работе используется диффузионно-дрейфовая модель [117] движения электронов и ионов вместе с уравнением Пуассона и уравнением энергии для нейтрального газа:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e &= k_{i_nl} n_e N - \beta n_e n_i \\
\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_i &= k_{i_nl} n_e N - \beta n_e n_i \\
k_{i_nl} &= k_i \left(1 + \frac{\vec{E} D_e \nabla n_e}{\mu_e n_e E^2} \right) \\
\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_+ - n_e) \\
\rho C_V \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \eta (\vec{j} \cdot \vec{E})
\end{aligned} \tag{3.4.1}$$

где потоки электронов и ионов выражаются как $\vec{\Gamma}_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e$, $\vec{\Gamma}_+ = n_+ \mu_+ \vec{E} - D_+ \nabla n_+$, \vec{j} - плотность электрического тока; n_e, n_+ концентрации электронов и ионов, k_i - локальный коэффициент ионизации, k_{i_nl} - нелокальным коэффициентами ионизации [31], β - коэффициент рекомбинации, μ_e, μ_+ подвижности электронов и ионов, D_e, D_+ - коэффициенты диффузии электронов и ионов, ε_0 - электрическая постоянная; e - заряд электрона, \vec{E} - напряженность электрического поля, φ - потенциал, ρ, C_V, λ, T - плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности и температура нейтрального газа. Коэффициент η рассчитывался с помощью программы BOLSIG+ как функция приведенного электрического поля E/N .

Параметры переноса, ионизации и рекомбинации и теплофизические свойства задавались зависимостями из [22,118,119]. В расчете учитывались только однозарядные ионы исследуемых газов.

В расчете ось Y направлена в перпендикулярном направлении к электродам от анода к катоду. Ось X направлена по радиусу.

В начальный момент времени температура газа считалась равной $T_0 = 293$ К, а начальное давление $p = 760$ Торр. Начальное распределение электрического поля находилось из решения уравнения Пуассона. На поверхности катода граничные условия задавались следующим образом: $n_e = \gamma n_+ (\mu_+ / \mu_e)$, $\partial n_+ / \partial y = 0$, $\varphi_K = 0$; на аноде $\partial n_e / \partial y = 0$, $n_+ = 0$, $\varphi_A = U(t)$.

Коэффициент вторичной эмиссии был взят равным $\gamma = 0.1$ в соответствии с формулой $\gamma = 0.016\{(I - 2e\varphi)[\text{eV}]\}$ [22], которая хорошо аппроксимирует данные измерений γ с различной комбинацией ионов газоразрядной плазмы и металла катода, где I - потенциал ионизации атома иона, $e\varphi$ - работа выхода металла. Например, для железа ($e\varphi = 4.4$ эВ) или меди ($e\varphi = 4.3$ эВ). В частности, для ионов аргона ($I = 15.76$ эВ) получим $\gamma \approx 0.1$.

В радиальном направлении (вдоль оси X) ставилось условие отсутствие полного потока заряженных частиц: $\partial n_+ / \partial x = 0$, $\partial n_e / \partial x = 0$, $\partial \varphi / \partial x = 0$.

Концентрации электронов и ионов в начальный момент времени по всей расчетной области считались неизменными и равными: $n_e(x, y, 0) = n_+(x, y, 0) = n_0$.

Для решения системы уравнений (3.4.1) была составлена разностная схема. При этом сетка сгущалась близи катода и анода с минимальным пространственным шагом по оси Y 1 мкм. Число ячеек между электродами составляло 300, а по радиусу равномерная сетка имела число ячеек 200.

Метод расчета уравнений – явный, с первым порядком точности по времени и пространству. Для потоков используется противопоточная центрально-разностная схема. Уравнение Пуассона для электрического поля рассчитывается итерационным методом.

Обсуждение результатов исследования

Рассмотрим результаты численных исследований разряда в гелии.

На рис.3.4.1 а приведено характерное распределение концентрации электронов в межэлектродном промежутке для различных моментов времени. Как видно из рисунка, вначале происходит поляризация плазмы близи катода. Электроны вследствие дрейфа уходят из прикатодной области, и образуется зона, где концентрация электронов меньше чем ионов.

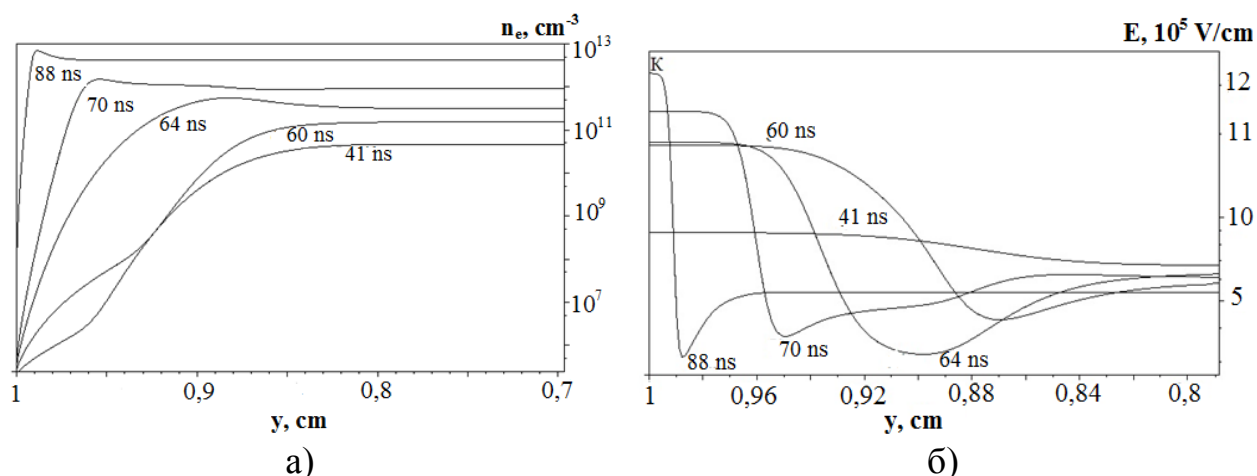


Рис.3.4.1. Характерные распределения концентрации электронов (а) и напряженности поля (б) в межэлектродном промежутке:

$$U_0=7 \text{ кВ}, p=760 \text{ Торр}, d=1 \text{ см.}$$

В результате поляризации напряженность электрического поля в прикатодной области возрастает (рис.3.4.2 б), возрастает также процесс ударной ионизации. По мере удаления от катода плотность электронов в поляризованном слое возрастает из-за падения скорости их дрейфа в неоднородном поле. Скопление положительного заряда в прикатодной зоне приводит к усилению поля и наиболее интенсивной ударной ионизации.

Это приводит к смещению максимумов электронной плотности и поля к катоду. Из-за разного направления скоростей дрейфа заряженных частиц максимумы плотности электронов и ионов смещены друг относительно друга, и на профиле поля наблюдается минимум. Подчеркнем, что основным процессом в катодном слое является ударная ионизация.

С приходом волны ионизации на катод происходит релаксация основных параметров плазмы и электрического поля в катодном слое. Время установления определяется скоростью дрейфа ионов в сильных электрических полях. Одновременно перераспределяются заряды во внешней части катодного слоя, где их плотности первоначально велики, а электрическое поле мало. С течением времени электрическое поле в этой области увеличивается, а плотности заряженных частиц падают.

Результаты расчетов показывают, что напряженность поля в прикатодном слое на стадии объемного горения достигает $\sim 10^4$ - 10^5 В/см. Это особенно важно

на начальной стадии формирования разряда, когда происходит развития катодонаправленной волны ионизации.

В частности, на рис 3.4.2 а,б приведены характерные распределения поля и концентрации электронов в промежутке вычисленные без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) нелокальности ионизационных и дрейфовых характеристик электрона. Как следует из рис.3.4.2, при учете нелокальности ионизационно-дрейфовых характеристик электрона, скорость распространения фронта ионизации выше, что наиболее существенно проявляется при высоких полях.

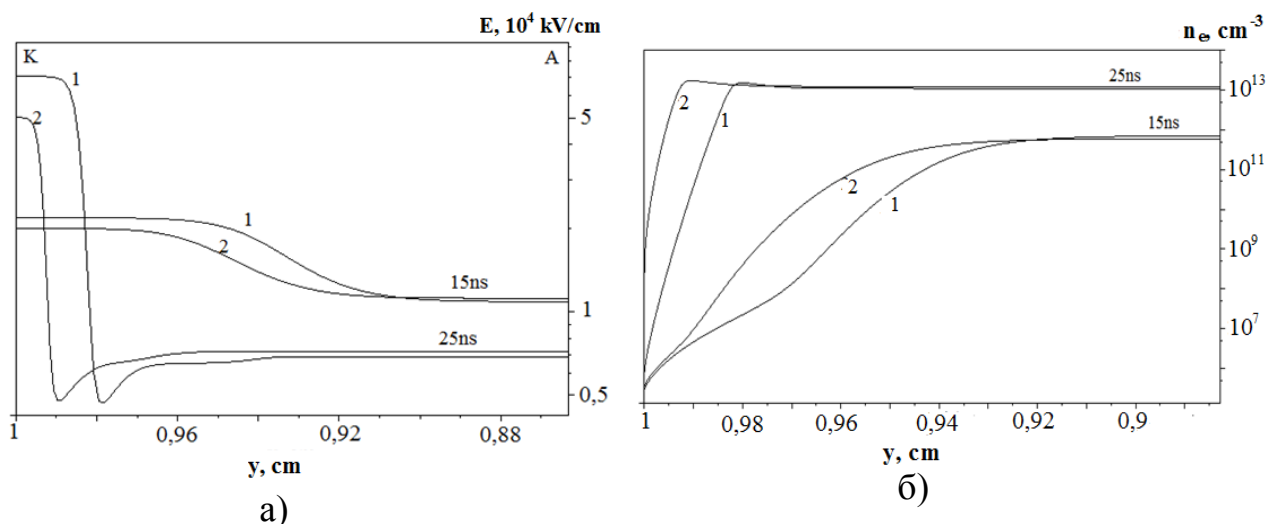


Рис.3.4.2. Характерные распределения напряженности поля (а) и концентрации электронов (б) в межэлектродном промежутке: кривая 1 - без учета нелокальности; кривая 2- с учетом нелокальности ($U_0=12 \text{ кВ}$).

На рис.3.4.3 приведены характерные временные зависимости тока разряда с учетом и без учета нелокальности ионизационного коэффициента и подвижности электронов. Представленные зависимости указывают на важность учета нелокальности на стадии роста тока.

На рисунке 3.4.4 а,б соответственно приведены характерные значения концентрации электронов в объемном разряде и тока разряда для различных значений прикладываемого поля. Здесь также мы видим, что при низких полях учет нелокальности ионизационно-дрейфовых характеристик разряда не меняет существенно картину.

Характерная ширина катодного слоя через $\approx 330 \text{ нс}$ после приложения к промежутку напряжения составляет $\Delta l_k \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, а катодное падение

потенциала составляет $U_k \approx 275$ В. По мере спада напряжения на разрядном промежутке (через 330 нс падение напряжения на разрядном промежутке составляет $U=5909$ В) концентрация электронов в разрядном промежутке увеличивается.

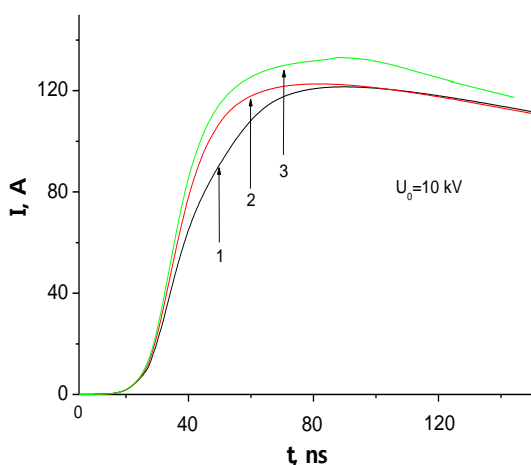
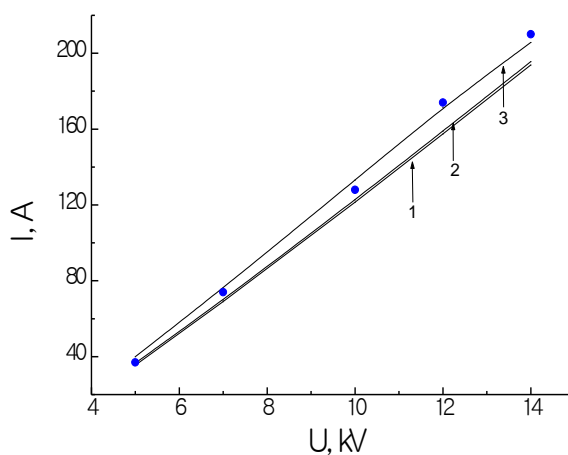
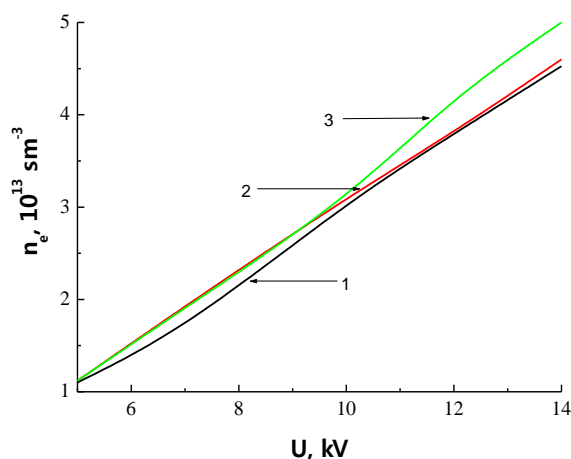


Рис.3.4.3. Характерные временные зависимости разрядного тока: 1 – без учета нелокальности; 2 – учитывается нелокальность ионизационного коэффициента; 3 – с учетом нелокальности ионизационного коэффициента и подвижности электронов ($U_0 = 10$ кВ, $p = 1$ атм, $d = 1$ см).



а)

б)

Рис. 3.4.4. Зависимость концентрации электронов (а) и амплитудных значений тока (б) в объемном разряде от прикладываемого поля: 1 - без учета нелокальности; 2 - учитывается нелокальность ионизационного коэффициента; 3 - с учетом нелокальности ионизационного коэффициента и подвижности электронов. Точки - данные эксперимента.

Таким образом, использование нелокальных поправок приводит к увеличению скорости волны ионизации, а основные характеристики разряда

изменяются незначительно и с приемлемой точностью могут рассчитываться в рамках локального подхода.

Рассмотрим результаты двумерного осесимметричного моделирования поведения пространственного распределения параметром импульсного разряда в аргоне высокого давления в ходе его формирования в условиях предварительной ионизации газа с радиусом электродов 2 см и расстоянием между ними 1 см. Модель разряда подробно описана выше.

Как показывает анализ покадровых картин формирования разряда в аргоне (см. §3.3) в широком диапазоне изменения начальных условий, формированию однородного плазменного столба предшествуют последовательность следующих стадий:

а) возникновение первого видимого свечения близи анода; б) распространение фронта свечения к катоду; в) спад напряжения на разрядном промежутке с приходом фронта свечения на катод; г) формирование катодного и анодного слоя, а также плазменного столба. Стадия прихода волны ионизации на катод и формирование объемного плазменного столба представляют особый интерес. Эксперименты показывают, что на объемной стадии формируются катодные пятна и привязанные к ним диффузные каналы, вдоль которых развивается высокопроводящий токовый искровой канал.

Поэтому важно изучение процессов протекающих в прикатодной области на стадии формирования разряда. На эти процессы влияют неоднородность поля, концентрации начальных электронов, состояние поверхности и материал электродов и т.д. Изучение таких процессов позволит в достаточной мере понять физику процессов на начальных стадиях формирования разряда.

Рассмотрим результаты численного моделирования процесса формирования объемного разряда для следующих предположений: а) катод считается идеально гладким; б) на катоде задается одна микронеоднородность; в) на катоде имеются три микронеоднородности.

В первом случае мы сможем понять общую динамику формирования и развития начальной стадии разряда. А второй и третий случаи позволят изучить роль микронеоднородностей, а также их количество на катоде при формировании и развитии импульсного объемного разряда.

Рассмотрим процесс формирования импульсного объемного разряда в аргоне в случае идеально гладкого катода.

На рис.3.4.5 приведены характерные значения распределения концентрации электронов (а) и напряженности поля (б) в разрядном промежутке для различных моментов времени. Из рис. 3.4.5 а следует, что при приложении к промежутку высоковольтного импульса напряжения электроны уходят из прикатодной области и в ней образуется зона, где концентрация ионов выше, чем электронов, т.е. происходит поляризация плазмы и усиление поле в прикатодной области (рис.3.4.5 б). В усиленном поле происходит интенсивная ионизация, которая формирует катодонаправленную волну ионизации. Перекрывание волной ионизации промежутка приводит к спаду напряжения на разрядном промежутке и формированию однородного плазменного столба.

Характерное значение концентрации электронов на стадии объемного горения определяется приведенной напряженностью поля E/p . В частности, при $E/p=10$ В/(см атм) концентрация электронов составляет $\sim 10^{14}$ см⁻³ и удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Из рис. 3.4.5 б следует, что в процессе движения волны ионизации к катоду, напряженность поля в прикатодной области увеличивается и достигает значения 10^4 - 10^5 В/см. При этом напряженность поля на микронеоднородностях будут иметь значения на порядок выше. Поэтому необходимо изучение роли таких микронеоднородностей на формирование и развитие импульсного разряда как на стадии формирования разряда, так и на более поздних стадиях.

На рис. 3.4.6 приведены характерные значения распределения концентрации электронов и напряженности электрического поля на промежутке в случае, когда на катоде имеются три микронеоднородности. Из этих рисунков

видно, что микронеоднородности существенно не искажают фронт волны ионизации, но с приходом волны ионизации на катод формируются совокупность диффузных каналов, привязанных к микронеоднородностям.

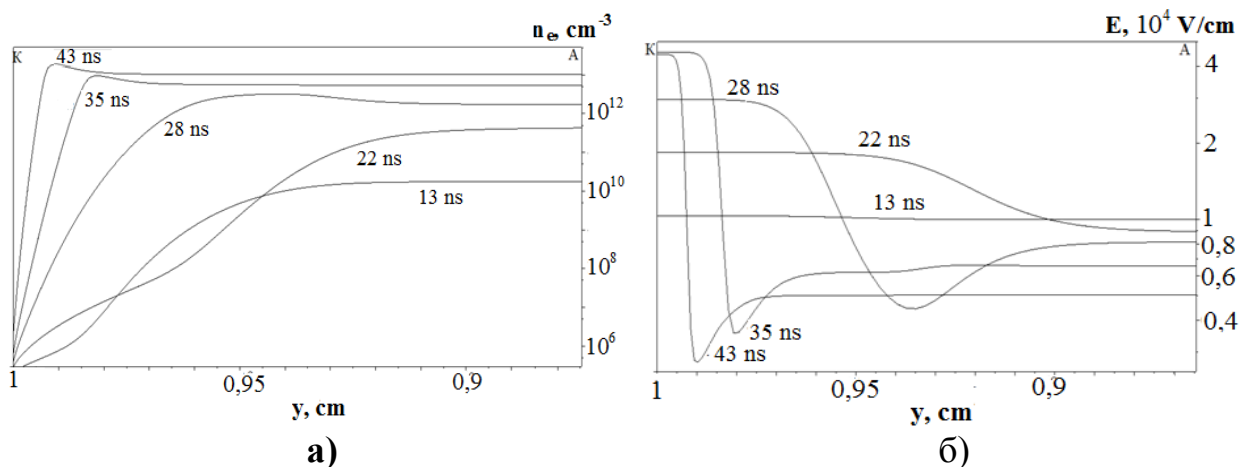


Рис. 3.4.5. Характерные значения распределения концентрации электронов (а) и напряженности поля (б) в разрядном промежутке для различных моментов времени: $U_0=10$ кВ, $p=760$ Торр, $d=1$ см.

Следовательно, можно предположит, что с увеличением амплитуды прикладываемого поля роль микронеоднородностей увеличивается и разряд должен состоять из большого числа диффузных каналов, характерное значение тока и энерговклад в которых недостаточны для развития искрового канала, что и наблюдается на эксперименте [120].

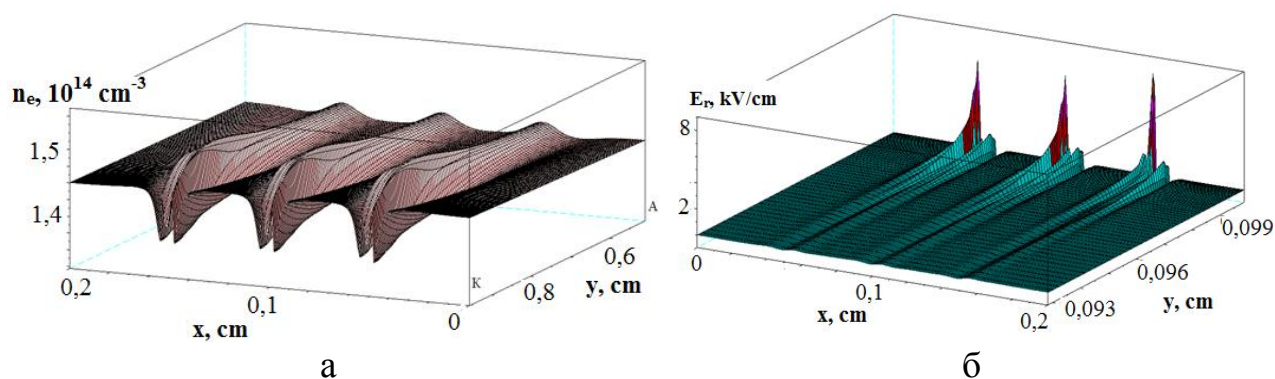


Рис. 3.4.6. Характерные значения распределения концентрации электронов (а) и поперечной составляющей напряженности поля в разрядном промежутке: $U_0=10$ кВ, $p=760$ Торр, $t=42$ нс.

Здесь, на рис. 3.4.5 - рис.3.4.7, x – координата, меняющаяся поперек электродов, y – координата, меняющаяся вдоль поля (от анода к катоду).

Выводы к главе 3:

1. На основе экспериментальных исследований электрических и пространственно-временных характеристик определены критерии формирования однородного объемного разряда в гелии атмосферного давления в зависимости от амплитуды прикладываемого поля и давления газа за счет исключения условий формирования неустойчивостей за счет варьирования параметров E , p и n_0 . Установлено критическое значение отношения E/p , ниже которого горит однородный ОР, а выше – ОР контрагируется в искровой канал. Обнаружено, что при высоких полях ($E/p \geq 15$ кВ/(см. атм)) в гелии возникают тонкие диффузные каналы, привязанные к катодным пятнам, сложение которых создает столб однородной объемной плазмы с высокой проводимостью – сильноточный диффузный разряд, представляющий большое количество перекрывающихся друг с другом диффузных каналов, в которой отсутствует контракция.

2. Разработана численная двумерная осесимметричная модель, которая включала в себя систему балансных уравнений для концентрации электронов, ионов, уравнение Пуассона для электрического поля и уравнение теплового баланса для температуры газа, позволяющая исследовать развитие ионизационных процессов в разрядном промежутке.

3. Получены результаты численного моделирования физического механизма формирования однородного плазменного столба в гелии в условиях предварительно ионизованной газовой среды, удовлетворительно описывающие экспериментальные результаты. Экспериментально и численно установлено, что формирование плазменного столба происходит в процессе распространения к катоду волны ионизации со скоростью $\approx 10^7$ - 10^8 см/с величина которой определяется значением отношения E/p . По мере продвижения фронта свечения к катоду электронная концентрация в промежутке возрастает и при перекрытии промежутка достигает значений $\approx 10^{13}$ - 10^{14} см⁻³.

ГЛАВА IV. СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ДИФФУЗНЫХ РАЗРЯДАХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

§ 4.1. Проводимость и энерговклад в импульсном разряде гелия атмосферного давления

Рассмотрим энергетические характеристики на начальных стадиях импульсного пробоя в гелии атмосферного давления.

На рис.3.2.3 а,б представлены пространственно-временные картины контракции ОР в искровой канал в *He*. По сфазированным осциллограммам тока и напряжения определялась мощность и энергия, рассеиваемая в разрядном промежутке. В момент регистрации свечения на аноде (рис.3.2.3 а,б, фото 1) мощность, вводимая в разряд, зависит от прикладываемого напряжения. Например, для напряжения пробоя $U_0 = 3,5$ кВ ток разряда составляет $\approx 2 \cdot 10^{-2}$ А [3,121], следовательно мощность, вводимая в разряд $p(t) = U(t) \cdot I(t) = 70$ Вт. Для $U_0 = 6$ кВ ток разряда в момент регистрации свечения на аноде составляет $\approx 5 \cdot 10^{-2}$ А, а мощность $P = 300$ Вт.

На рис. 4.1.1 приведены характерные осциллограммы тока и напряжения разряда на промежутке для двух значений прикладываемого напряжения и соответствующие этим полям картины свечения промежутка.

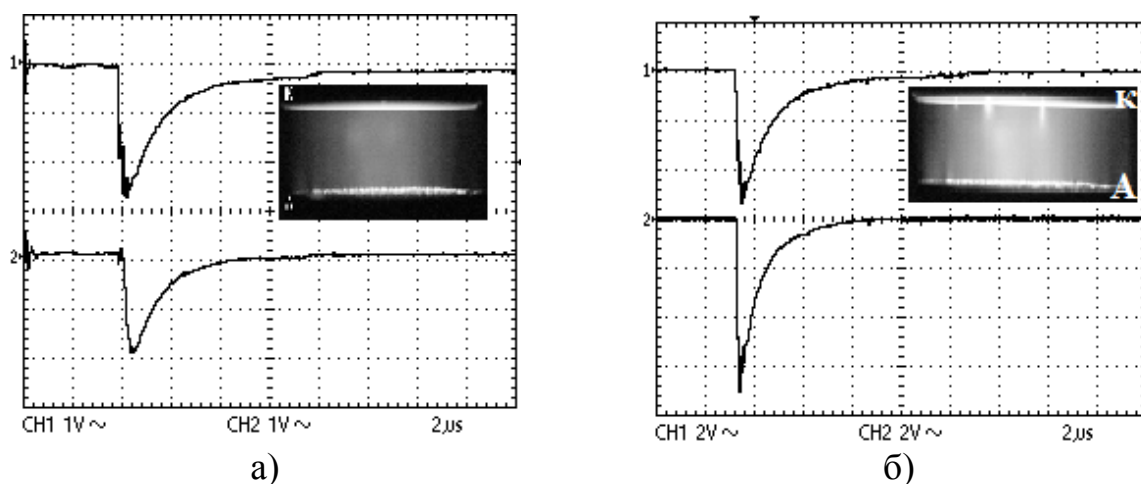


Рис.4.1.1. Осциллограммы тока (нижний луч) и напряжения (верхний луч) и соответствующие им интегральные картины свечения промежутка: а) - $U_0 = 3$ кВ, развертка 2 мкс/дел; б) - $U_0 = 7,5$ кВ, развертка 2 мкс/дел ($p = 1$ атм, $d = 1$ см).

По мере распространения анодного свечения к катоду мощность, выделяемая в промежутке увеличивается и в момент перекрытия промежутка составляет $\approx 10^4$ Вт, а удельная мощность достигает значения $\approx 10^5$ Вт/см³. Перекрытие фронтом свечения промежутка приводит к формированию катодного пятна (см. рис.3.2.3, фото 4) и быстрому росту тока разряда. Соответственно увеличивается и мощность, вводимая в разряд. Но мгновенная максимальная мощность достигается своей максимальной величины за время меньшее, чем это требовалось при меньших внешних полях.

На рис.4.1.2 и рис.4.1.3 соответственно приведены графики зависимости мощности от времени и скорости энерговыклада в разряд для различных значений отношения E/p . Сравнения мощностей при соответствующих значениях E/p показывают, что увеличение давления приводит к росту мощности, выделяемой в разряде. Начало отсчета времени берется с точки сфазирования тока и напряжения.

Увеличение перенапряжения $(U_0 - U_{cm})/U_{cm}$ также приводит к росту энергии, выделяемой в разряде. Так, для $U_0=3$ кВ, энергия составляет $\approx 2,6 \cdot 10^{-2}$ Дж, а для $U_0=6$ кВ энергия принимает значение $\approx 8,3 \cdot 10^{-2}$ Дж.

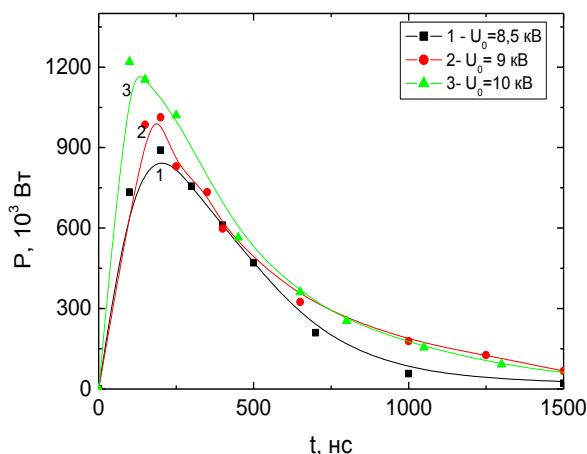


Рис. 4.1.2. Зависимость скорости энерговыклада в разряд от времени для различных значений напряжения на промежутке ($p=1$ атм, $d=1$ см).

Рост максимального значения мощности с ростом внешнего поля связан с ростом ионизации в промежутке. Поскольку коэффициент ударной ионизации α является сильной функцией поля, то и пробой наступает за меньшие времена и, как следствие этого, мощность достигает своей максимальной величины за

меньшее время. Максимальное значение мощности соответствует фазе прорастания искрового канала.

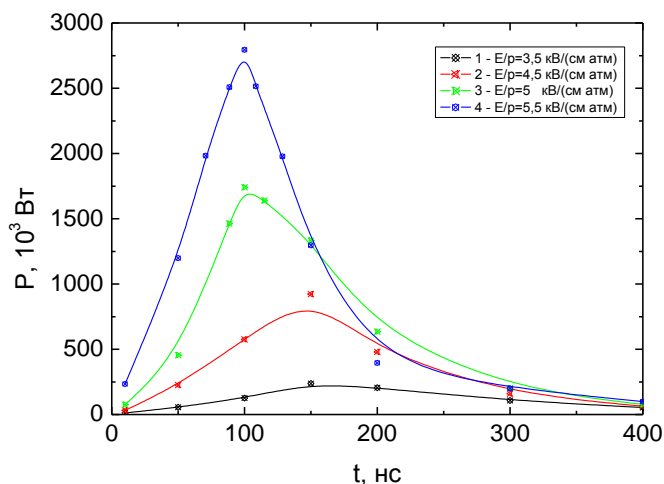


Рис. 4.1.3. Зависимость скорости энерговыклада в разряд от времени для различных значений отношения E/p (He , $p=1$ атм, $d=1$ см).

В таблице 4.1.1 для сравнения приведены значения энергий, вложенных в разряд для двух значений напряжений пробоя.

Таблица 4.1.1

$U_0=3\text{кВ}, p=1\text{ атм}, d=1\text{ см}, He$						
$t, \text{ нс}$	125	150	200	300	400	500
$W, 10^{-3}\text{ Дж}$	18,8	38,7	57,5	69,4	78,2	82,9
$U_0=8\text{кВ}, p=1\text{ атм}, d=1\text{ см}, He$						
$t, \text{ нс}$	80	100	130	160	200	
$W, 10^{-3}\text{ Дж}$	130	288	378	408	413	

Действительно, для напряжения пробоя $U_0=3$ кВ энергия, запасенная в конденсаторе $W=CU^2/2$ ($C=1,5 \cdot 10^{-8}$ Ф), равна $\approx 0,13$ Дж, в то время как максимальная энергия, выделяемая в искровом канале, равна $\approx 0,082$ Дж. Для $U_0=8$ кВ энергия, запасенная в емкости $W=0,96$ Дж. Поскольку не вся запасенная энергия выделяется в разряде, то часть энергии, выделяющейся в разряде, идет на излучение.

Для сравнения рассмотрим энергию, выделяемую в объемном разряде. При зажигании ОР на зазоре (рис.3.2.3) устанавливается некоторое квазистационарное напряжение горения $U_r \approx 3000$ В (напряжение статистического пробоя в He при $p=1$ атм составляет $U_{ст}=3$ кВ), которое практически не зависит от U_0 .

На рис. 4.1.4 представлены соответствующие зависимости напряжений статистического пробоя в *He* от отношения E/p и давления p газа в промежутке.

Результаты исследований показывает, что в диапазоне изменения давления от 1 до 5 атм, отношение U_{cr}/pd остается постоянным и составляет ≈ 4 В/(см·Тор). Тогда плотность энергии, вводимой в ОР, можно определить из выражения [121]

$$W = jU_{cr} \cdot \tau / d = (U_0 - U_{cr}) \cdot U_{cr} \tau / zsd.$$

Например, плотность энергии, выделяемой в ОР для $U_0 = 8$ кВ равна $\approx 0,06$ Дж/см³.

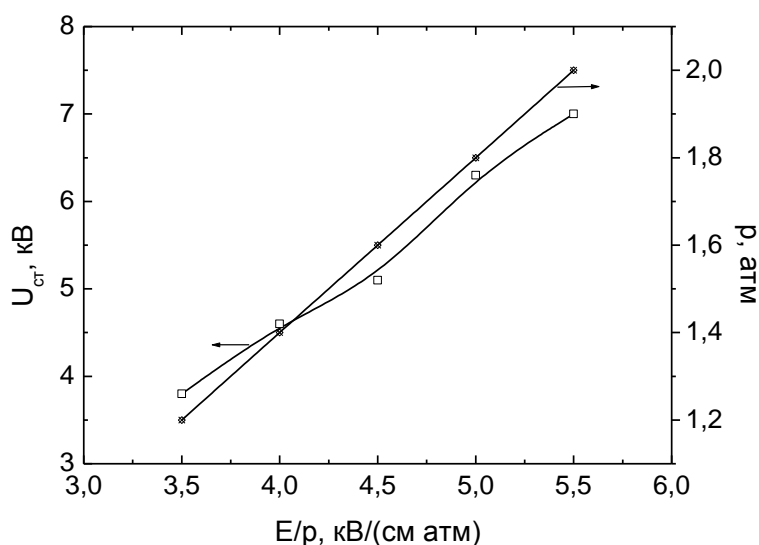


Рис.4.1.4. Зависимости напряжений статистического пробоя в *He* от отношения E/p и давления газа в промежутке ($d=1$ см).

Таким образом, получены результаты исследований мощности и энерговыклада, вкладываемых в разряд в широком диапазоне изменения начальных условий.

§ 4.2. Электротехнические и кинетические характеристики начальных стадий импульсного пробоя в гелии высокого давления

Зная сопротивление разрядного промежутка можно определить среднюю по разряду проводимость плазмы σ (в цилиндрическом случае сопротивление $R=d/\sigma \cdot s$, где s – площадь сечения разряда d – длина промежутка).

В таблице 4.2.1 приведены значения разрядного сопротивления и проводимости в различные моменты времени для для двух значений напряжения на промежутке $U_0 = 3$ кВ и $U_0 = 8$ кВ. Из табл. 4.2.1 видно, что с увеличением

прикладываемого к промежутку напряжения происходит уменьшение разрядного сопротивления и соответственно рост проводимости. Время отсчитывается с момента сфазирования осциллограмм тока и напряжения.

Таблица 4.2.1

$U_0=3$ кВ, $p=1$ атм, $d=1$ см, He						
t , нс	125	150	200	300	400	500
R , Ом	38	38,26	40,4	45,9	50	60
σ , Ом ⁻¹ см ⁻¹	13	13	12,5	11,1	10	8,3
$U_0=8$ кВ, $p=1$ атм, $d=1$ см, He						
t , нс	80	100	130	160	200	
R , Ом	8,25	8,68	8,79	10,5	12,5	
σ , Ом ⁻¹ см ⁻¹	60	60,6	56,8	47,6	39	

При $U_0=3$ кВ ток достигнет максимальной величины, равной 63 А, за 125 нс и сопротивление разряда к этому моменту времени равно 38 Ом, то для $U_0 = 8$ кВ это время равно 30 нс, ток канала равен 450 А, а сопротивление канала - 8 Ом. Рост проводимости в развивающемся искровом канале свидетельствует о возрастании степени ионизации.

Изучим условия, при которых плазма можно считать слабоионизованной и когда - сильноионизованной. При высоких давлениях (плотность нейтрального газа $\sim 10^{18}-10^{20}$ см⁻³) для плазмы газового разряда на стримерной и объемной фазах разряда характерны следующие значения плотности ($10^{13}-10^{14}$) см⁻³ и температуры электронов $(6\div 50)\cdot 10^3$ К и $(10^{16}-10^{18})$ см⁻³ в искровом канале. Для этих начальных условий частота электрон – атомных столкновений имеет порядок [122].

$$\nu_{ea} = q_{ea} n_a \nu_{Ta} = \pi \alpha_0^2 n_a \nu_{Ta} \approx (4 \cdot 10^9 \dots 8 \cdot 10^{11}) \text{с}^{-1}, \quad (4.2.1)$$

где $\pi \alpha_0^2 \approx 10^{-16}$ см² – классическое поперечное сечение атома, а $\nu_{Te} \approx \sqrt{kT_e/m} \approx (4\div 8)\cdot 10^7$ см/с.

Аналогично частоту столкновений ионов с нейтральными атомами можно записать как:

$$v_{ia} = q_{ia} n_a v_{Ti} \approx v_{ea} \frac{g_{Ti}}{g_{Te}} = v_{ea} \sqrt{\frac{T_i}{T_e}} \frac{m}{M}, \quad (4.2.2)$$

где учтено, что $q_{in} \approx \pi a_0^2$. Тогда в условиях равновесия

$$v_{ia} \approx v_{ea} \sqrt{\frac{m}{M}} \approx 10^{-2} v_{ea} \approx (5 \cdot 10^7 \dots 10^{10}) \text{c}^{-1}.$$

Частота электрон-ионных (кулоновских) столкновений оценивается по формуле

$$v_{ei} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{e^4 n_i}{T^{3/2}} \Lambda \approx \frac{50 n_i}{T^{3/2}} = (10^{11} \dots 10^{13}) \text{c}^{-1}, \quad (4.2.3)$$

где Λ - кулоновский логарифм, имеющий порядок величины ≈ 10 , а n и T выражены соответственно в см^{-3} и К. Отсюда следует, что в большинстве случаев плазму газового разряда высокого давления следует считать сильноионизованной, если в ней частота $v_{ei} \gg v_{ea}$.

Однако, для реальных газов эффективное сечение упругих электрон-атомных соударений является сложной функцией скорости, поэтому выражение $\sigma_{ea} = \pi a_0^2$ является весьма приближенной. Для гелия при $\varepsilon \leq 4$ эВ величина $\sigma_{ea}(\varepsilon) = \text{const}$. Поэтому в основной области изменения энергии электронов в разряде $\sigma_{ea}(v) \sim 1/v$, вследствие чего для гелия $v_{en} = \text{const}$ и определяется простой формулой $v_{ea} = 2,4 \cdot 10^9 p$ [с⁻¹]. Здесь p – давление нейтрального газа в Торр.

Выполним оценки для рассматриваемых в работе условиях. Для плазмы стримерной и объемной фаз разряда плотности электронов имеют порядок $(10^{13} - 10^{14}) \text{см}^{-3}$, а значения температуры электронов $T_e = 2-3$ эВ $\approx 2 \cdot 10^4$ К [74]. При $T_e = 2$ эВ и $n_e \approx 10^{13} \text{см}^{-3}$ частота электрон-ионных столкновений $v_{ei} \approx 10^8 \text{с}^{-1}$, а частота электрон-атомных столкновений $v_{en} \approx 10^{11} \text{с}^{-1}$. Отсюда следует, что $v_{en} \gg v_{ei}$, т.е. плазма является слабоионизованной.

При концентрации электронов $n_e > 10^{16} \text{см}^{-3}$, что имеет место для искрового канала в He при атмосферном давлении [123], плазма является

сильноионизованной. В этих условиях частоты электрон-электронных и электрон-ионных столкновений одного порядка, т.е. $v_{ei} \approx v_{ee}$.

Проводимость сильноионизованной плазмы с однозарядными ионами определяется формулой [124]

$$\sigma = 1,9 \cdot 10^2 T_e^{3/2} [\text{эВ}] / \ln \Lambda, \quad \sigma [\text{Ом}^{-1} \text{см}^{-1}]. \quad (4.2.4)$$

По экспериментальным значениям проводимости определялась температура электронов в плазме канала. Из выражения (4.1.4) для T_e имеем:

$$T_e = (\sigma \ln \Lambda / 1,9 \cdot 10^2)^{2/3}. \quad (4.2.5)$$

Ниже в таблице 4.2.2 приведены значения электронной температуры, рассчитанные по проводимости.

Таблица 4.2.2.

$U_0 = 8 \text{ кВ}, p = 1 \text{ атм}, d = 1 \text{ см}$					
$t, \text{ нс}$	80	100	130	160	200
$\sigma, \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$	60	60,6	58,8	47,6	39
$T_e, \text{ эВ}$	2,15	2,16	2,07	1,84	1,62

Полученные результаты показывают, что в распадающемся искровом канале сопротивления разряда увеличивается и соответственно уменьшаются проводимость и температура электронов.

Сильноионизованной стадии развитого искрового канала предшествует малоизученная стадия, на которой степень ионизации в зоне первоначального стримерного канала быстро возрастает. Об этом свидетельствует крутой рост тока после замыкания промежутка стримером в условиях, когда происходит стримерный пробой. Проводимость слабоионизованного газа для гелия определяется по формуле [125]:

$$(\sigma p / n_e) = 1,4 \cdot 10^{-13} [\text{Торр} \cdot \text{см}^2 / \text{Ом}]. \quad (4.2.6)$$

При давлении газа $p = 1 \text{ атм}$ и концентрации электронов $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, проводимость плазмы $\sigma \approx 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Если диаметр канала стримера $2r_c \approx 10^{-1} \text{ см}$, а поле в нем $\approx 10^4 \text{ В/см}$, то ток $I = \sigma E \pi r_c^2 \approx 10^{-2} \text{ А}$.

Проведем оценки для нашего случая. При достижении концентрации электронов в лавине ионизации величины $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с анода распространяется катодонаправленный стример (см. рис.4.1.1) с размерами 1-2 мм. Оценки

проводимости дают значения $\approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Тогда величина тока в стримерном канале для $U_0 = 3,5 \text{ кВ}$ – $I = \sigma E \pi r_c^2 \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ А}$, а для $U_0 = 6 \text{ кВ}$ – $I = \sigma E \pi r_c^2 \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ А}$. Таким образом, экспериментально определенные значения тока совпадают с расчетными.

Средняя плотность тока при таунсендовском разряде, определенная до появления свечения на аноде, равна $j_{cp} = I/s_3$ (s_3 - площадь электродов). Скорость дрейфа электронов является однозначной функцией отношения E/p и определяется выражением [126]: $v_{dp} = 6,72 \cdot 10^5 \cdot E/p [\text{В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})]$.

При $E_0 = 3500 \text{ В}/\text{см}$ и $p = 760 \text{ Торр}$, скорость дрейфа $v_{dp} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ см}/\text{с}$ и можно оценить плотность электронов на стадии генераций лавин

$$n_e = j_{cp}/e v_{dp} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}. \quad (4.2.7)$$

На этой стадии в условиях преобладания упругих соударений электронов с атомами средняя энергия устанавливается за время $\tau_{ea} \approx (\delta v_{en})^{-1}$, где $\delta = 2m/M = 2,6 \cdot 10^{-4}$ – доля энергии, передаваемой электроном при упругом соударении с атомом гелия. Как показано в [18], средняя энергия на предпробойной стадии составляет $\approx 5 \text{ эВ}$. Для частоты упругих соударений согласно [122] при $\epsilon_0 \geq 4 \text{ эВ}$ имеем: $v_{en} [\text{с}^{-1}] \approx 2,4 \cdot 10^9 \cdot p [\text{Торр}]$, т.е. при атмосферном давлении средняя энергия устанавливается за время $\tau_{ea} \approx (\delta v_{en})^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Это значение намного меньше длительности характерных стадий разряда.

Таким образом, определены электротехнических характеристик начальных стадий импульсного пробоя в гелии высокого давления. Показано, что в зависимости от механизмов пробоя основные параметры разряда в газах (время формирования, энергия, выделяемая на различных стадиях, интегральная энергия излучения, концентрация и температура электронов) имеют свои значения и свои особенности.

Выводы

Выполнены оценочные расчеты характерных частот (электрон-атомных, электрон-электронных и электрон-ионных) столкновений на различных стадиях для различных форм развития разряда в гелии атмосферного разряда.

Рассчитаны характерные параметры разряда: проводимость и средняя температура электронов. Приведенные оценки позволяют установить:

1. На стадии объемного горения и стримерной стадии частота электрон-ионных столкновений в разряде ν_{ei} намного меньше, чем частота электрон-атомных столкновений, т.е. $\nu_{ei} \ll \nu_{en}$, $\nu_{ei} \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$. Отсюда следует, что плазма объемного разряда является слабоионизованной.

2. Показана, что плазма искрового канала является сильноионизованной, в которой частоты электрон-электронных и электрон-ионных столкновений одного порядка, т.е. $\nu_{ei} \approx \nu_{ee}$.

§ 4.3. Особенности оптического излучения импульсного объемного разряда в гелии высокого давления

В главе 3 были представлены экспериментальные результаты исследования электрических и пространственно-временных характеристик импульсного разряда в гелии атмосферного давления при различных начальных условиях.

В работах [127-131] исследуя оптическое излучение ОР при высоких давлениях, обнаружены в спектре прикатодной плазмы спектральные линии атомов материала электродов. Практический интерес представляет экспериментальное исследование спектрального состава излучения приэлектродной плазмы в *He* атмосферного давления в различных режимах горения: однородного горения, ОР с катодными пятнами и привязанными к ним диффузными каналами, контрагированный разряд и СДР. Спектр оптического излучения исследовался с помощью автоматизированного комплекса монохроматор – спектрограф (MS-3504i).

Наиболее интенсивные линии исследуемого газа (*He*) и материала вещества электродов (*Fe*) возбуждаемых в разряде при различных значениях прикладываемого напряжения, при которых наблюдаются различные режимы горения импульсного разряда, даны в табл. 4.3.1.

Для сравнения на рис.4.3.1 приведен панорамный спектр разряда в области длин волн 370-430 нм для двух значений прикладываемого к промежутку

напряжения (а – $U_0 = 10$ кВ, б – $U_0 = 12$ кВ), а на рис.4.3.2 приведен спектр разряда в области 670-730 нм (а - $U_0 = 7$ кВ – объемный разряд, б – $U_0 = 12$ кВ – контрагированный разряд).

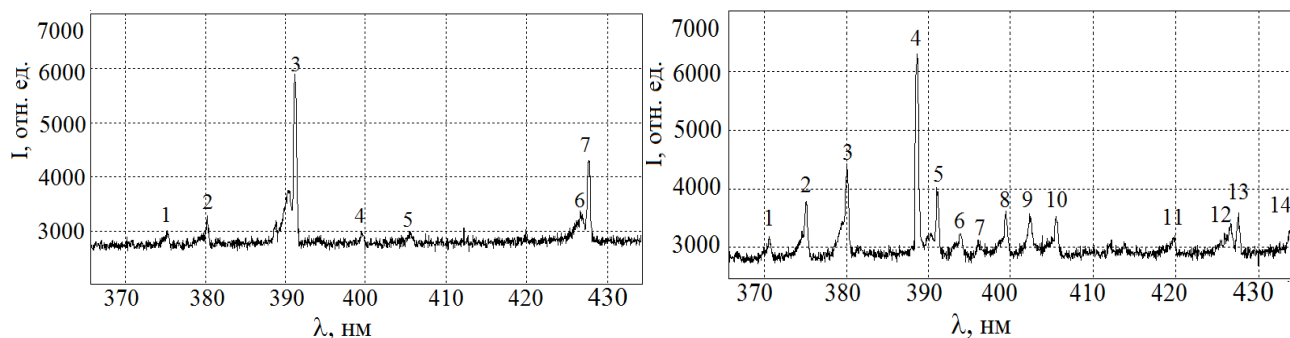
Таблица 4.3.1.

$U_0 = 3$ кВ	He, нм	381.96	388.86	471.3	587.56	640.64	667.81	706.52	728.14
		781.62							
$U_0 = 6$ кВ	Fe, нм	358.95	428.54	673.32	778.06				
	He, нм	381.96	388.86	471.3	587.56	640.64	656.02	667.82	706.52
$U_0 = 12$ кВ		728.14	781.62						
	Fe, нм	337.08	358.95	375,82	428.54	633.68	673.31	714.53	778.06
	He, нм	381.96	388.86	403.23	447.15	471.41	492.19	501.56	587.56
		640.64	656.02	667.82	706.52	728.14	781.62		
	Fe, нм	337.08	354.01	358.95	375.82	391.36	394.81	396.61	399.74
	404.58	419.56	428.54	487.21	633.68	673.32	714.53	750.73	
	778.06	843.96	862.61	868.86	871.03	894.52	925.83		

С увеличением энергозклада в разряд растет как относительная интенсивность спектральных линий, так и возбуждаются в разряде новые линии исследуемого газа (*He*) и материала вещества электродов (*Fe*).

Например, при $U_0 = 3$ кВ энергозклад в разряд составляет 0,07 Дж, и разрядный промежуток представляет собой столб однородной плазмы высокой проводимости, в котором в основном возбуждаются атомарные линии *He* (см. табл.4.3.1). Дальнейшее увеличение энергозклада приводит к тому, что в разряде возбуждаются новые спектральные линии исследуемого газа и материала вещества катода, хотя внешний вид разряда еще характеризуется однородным свечением.

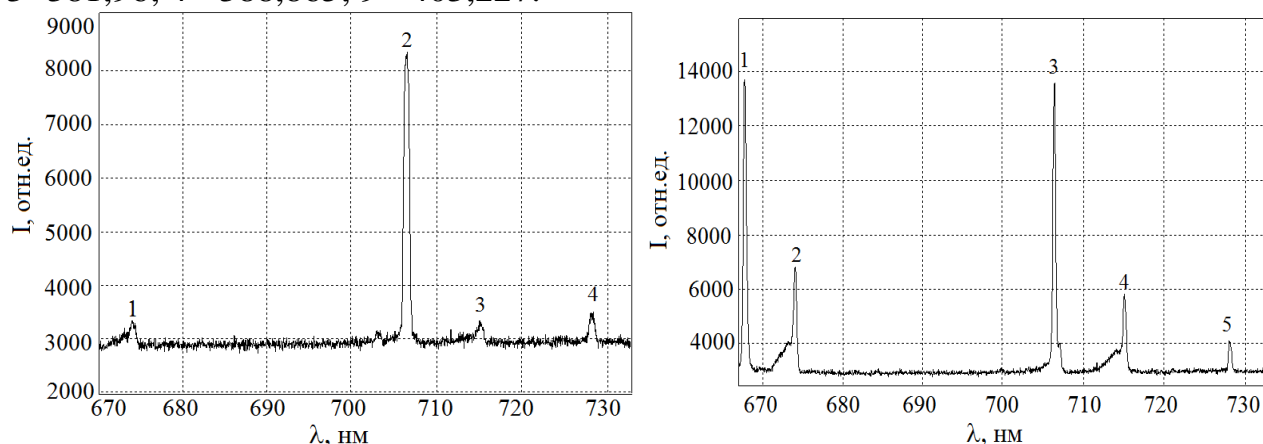
При энергозкладе в разряд 0,27 Дж на катоде зажигается одно катодное пятно с интенсивностью немного отличающийся от столба объемного разряда. Анализ табл.4.3.1 и всего панорамного спектра спонтанного излучения материала вещества катода и исследуемого газа показывает, что исследуемый спектр имеет свои особенности. В частности, при возникновении на поверхности катода катодных пятен и диффузных каналов (см. рис.3.2.5, фото 3) при напряжениях пробоя $U_0 > 6$ кВ (перенапряжение $W \geq 100\%$) в исследуемом разряде дополнительно зажигаются спектральные линии, представленные в табл.4.3.2.



а) $U_0 = 10$ кВ, $p = 1$ атм, $d = 1$ см

б) $U_0 = 12$ кВ, $p = 1$ атм, $d = 1$ см

Рис.4.3.1. Панорамный спектр разряда в He при различных начальных энерговкладах в разряд: а) Fe(нм): 1 - $\lambda = 375,823$; 4 - $\lambda = 399,739$; 5 - $\lambda = 428,544$; He(нм): 2 - $\lambda = 381,96$; 3 - $\lambda = 388,865$; б) Fe(λ ,нм): 2 - 375,8; 5 - 391,364; 6 - 394,81; 7 - 393,606; 8 - 399,739; 10 - 404,582; 11 - 419,562; 12 - 428,544; He (λ ,нм): 3 - 381,96; 4 - 388,865; 9 - 403,227.



а) $U_0 = 7$ кВ, $p = 1$ атм, $d = 1$ см.

б) $U_0 = 12$ кВ, $p = 1$ атм, $d = 1$ см.

Рис.4.3.2. Панорамный спектр разряда в He при различных начальных энерговкладах в разряд:

а) $U_0 = 7$ кВ: Fe (нм): 1 - 673,31; 3 - 714,53; He (λ , нм): 2 - 706,52; 4 - 728,14;

б) $U_0 = 12$ кВ: Fe (нм): 2 - 673,31; 4 - 714,53; He (λ , нм): 1 - 667,82; 3 - 706,52; 5 - 728,14.

Таблица 4.3.2.

6 кВ < U_0 < 10 кВ				
Fe, нм	354.012	633.68	659,33	843.96
He, нм	501,568			

В диапазоне напряжений $10 \text{ кВ} \leq U_0 < 12 \text{ кВ}$ (перенапряжение $230\% \leq W < 300\%$) зарождаются диффузные каналы с высокой проводимостью, шунтирующие объемный разряд (см. рис.3.2.5, фото 4), и в разряде дополнительно зажигаются только спектральные линии паров материала катода Fe: 399.74 нм; 404.58 нм.

В режиме горения СДР ($U_0 > 12$ кВ) резко возрастает число возбуждаемых в разряде спектральных линий исследуемого газа и материала вещества электродов (см. табл.4.3.3), связанных с взрывными процессами на катоде (катодные пятна). Образовавшаяся катодная плазма, состоящая из атомов и ионов металла, расширяется со скоростью $\sim 10^6$ см/с [123] и излучает в видимой и ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Концентрация электронов в приэлектродной плазме достигает значений $\sim 10^{17}$ см⁻³, что на 2-3 порядка выше величин, достигаемых в плазме объемного разряда.

Таблица 4.3.3.

Fe, нм	391.36	394.81	396.61	419.56	487,21	750.73
	862.61	868.86	871.03	894.52	925.83	
He, нм	403,23	447,15	492.19			

При напряжении $U_0=12$ кВ удельный энергозатрат в разряд составляет величину $\sim 0,1$ Дж/см³ и является максимальным для данного газа (*He*) в стадии однородного горения. При увеличении накопительной энергии конденсатора до 0,1 Дж в плазме разряда возникает большое число плазменных каналов (рис.3.2.5, кадр 3), имеющих сравнительно большой диаметр ($\sim 0,1$ см). Временное разграничение объемной и канальной стадий горения разряда хорошо видно на осциллограммах импульсов тока и напряжения на промежутке (см. рис.3.2.1 – время t_3).

Рассмотрим отличительные особенности формирования спектра оптического излучения исследуемого разряда в различных областях спектра.

В области спектра 370 - 410 нм в зависимости от энергозатрата в разряд возбуждаются линии исследуемого газа (*He*) и материала электродов – катода (*Fe*), представленные в табл.4.3.4.

Таблица 4.3.4.

He, нм	$U_0=6$ кВ	381,96	388,86				
	$U_0 = 12$ кВ	381,96	388,86	403,23			
Fe, нм	$U_0 = 12$ кВ	375,8	391,36	394,8	396,6	399,74	404,58

В диапазоне спектра 400 – 700 нм возбуждаются линии, представленные в табл.4.3.5.

Таблица 4.3.5.

He, нм	$U_0=6$ кВ	587,5	640,6	656,1	667,8	706,52				
	$U_0=12$ кВ	403,2	447,1	471,4	492,19	501,56	587,56	640,6	667,8	706,5
Fe, нм	$U_0=6$ кВ	428,54	633,68	673,3	714,5					
	$U_0=12$ кВ	404,58	419,56	428,54	487,21	633,68	673,32	714,53		

В диапазоне спектра 700 -730 нм при $U_0 = 6$ кВ и при $U_0 = 12$ кВ спектры разряда идентичны и возбуждаются только спектральные линии: *He* (706,52; 728,135); *Fe* (714,53 нм). Можно предположить, что в этом диапазоне спектра энерговклад в разряд не влияет на формирование спектральных линий (*He*, *Fe*). Однако относительная интенсивность свечения указанных линий *He* и *Fe* в области (700 – 730 нм) при $U_0 = 12$ кВ возрастает почти в 2 раза по сравнению с относительной интенсивностью при $U_0 = 6$ кВ.

Плазма объемного разряда неравновестна - в ней температура электронов значительно превышает температуру тяжёлых частиц, которая близка к температуре окружающей среды и излучение атомов и ионов материала электродов представлено в незначительной степени. Это позволяет предположить, что линии паров материала электродов формируется не только при взрывных процессах на катоде, но и при эмиссии или эрозии электродов.

Спектральный состав излучения изменяется, если в искровой стадии разряда плотность тока станет столь высокой, что выделяемой на поверхности электродов энергии станет достаточно для начала процессов эрозии и доминирующим может стать излучение материала электродов. Действительно при напряжении пробоя $U_0=12$ кВ удельный энерговклад в разряд составляет величину $\sim 0,1$ Дж/см³ и является максимальным для данного газа (*He*) в стадии однородного горения. При увеличении энергии заряженного конденсатора до 1 Дж в плазме разряда возникает большое число плазменных каналов (рис.3.2.2 б, фото 5), имеющих большой диаметр ($\sim 0,1$ см) и формируется интенсивный спектр паров материала электродов (см. табл. 4.3.5).

Интенсивность многих спектральных линий (*He*, *Fe*) увеличивается с увеличением амплитуды прикладываемого поля (рис.4.3.3). В месте с тем, интенсивности некоторых линий *HeI*: 728,135 нм, 706,52 нм и 587,56 нм слабо зависят от величины прикладываемого к промежутку поля.

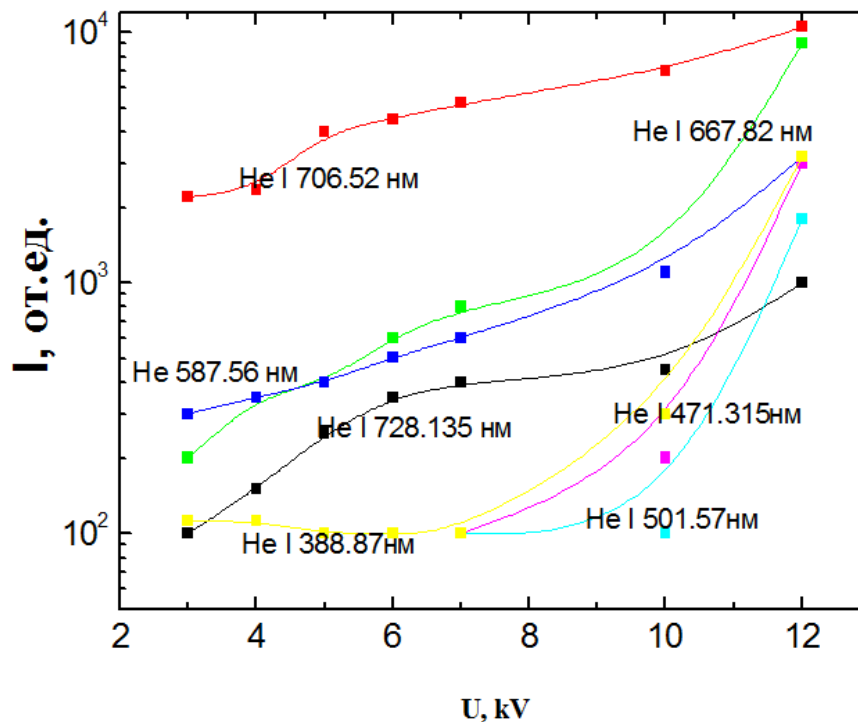


Рис.4.3.3. Характерные зависимости интенсивности излучения спектральных линий гелия от амплитуды прикладываемого поля.

Таким образом, из представленных результатов становится ясной последовательность происходящих событий: возникновение катодных пятен в начальной стадии разряда, развитие незавершенных анодонаправленных каналов, проращение искрового канала вдоль диффузного канала и рост проводимости в них, а также переход ОР в СДР.

Выводы к главе 4:

1. Изучен временной характер формирования и развития спектрального состава излучения самостоятельного объемного разряда в гелии и выявлены наиболее интенсивные атомарные и ионные спектральные линии гелия и железа, возбуждаемые в разряде в области спектра (300–800 нм). Показано, что на стадии объемного горения интенсивности этих линий слабо зависят от прикладываемого поля и преимущественно определяются давлением газа. С увеличением величины приведенной напряженности электрического поля E/p интенсивности излучения в спектральных линиях увеличивается.

2. В согласованном режиме накачки реализован удельный энерговклад $\sim 0,1$ Дж/см³, являющийся максимальным для данного газа в стадии однородного горения. Увеличить длительность сохранения однородности горения разряда было возможно только путем уменьшения плотности тока.

3. Результаты формирования при малых энерговкладах спектра оптического излучения линий материала электродов, когда разрядный промежуток представляет собой столб однородной плазмы, позволяет предположить, что линии паров материала электродов формируется не только при взрывных процессах на катоде, но и при эмиссии или эрозии электродов.

4. Пары металла, имея относительно низкий потенциал ионизации по сравнению с исследуемым газом (легкоионизируемая компонента) будет способствовать расконтрагированию разряда и позволяет получать объемный газовый разряд при давлениях, значительно превышающих атмосферное.

ГЛАВА V. СИЛЬНОТОЧНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

§ 5.1. Динамика формирования сильноточного диффузного разряда в инертных газах атмосферного давления

В инертных газах и в смесях с небольшими добавками галогеносодержащих соединений ($\text{SF}_6, \text{CCl}_4, \text{NF}_3$) при удельных энергозатратах в разряд свыше $0,1 \text{ Дж/см}^3$ имеет место СДР [132-134]. Развитие ОР затормаживается на промежуточной стадии - диффузные каналы, которые перекрывают промежуток. В дальнейшем диффузные каналы, сливаясь, образуют однородный столб разряда высокой проводимости - сильноточный диффузный разряд.

Термин «диффузный разряд» обычно применяется к искровым тлеющим разрядам в неоднородном электрическом поле. При использовании зазоров точечной плоскости и ограничения тока разряда тлеющий разряд в атмосферном давлении азота или воздуха может поддерживаться в течение длительного времени без перехода в искру [135].

В [136-139] было обнаружено, что токовые микроканалы, образовавшиеся в диффузном разряде в воздухе атмосферного давления с длительностью в несколько сотен наносекунд, создают эрозионные отпечатки на поверхности анода. С другой стороны, в [140] были найдены условия, при которых диффузный разряд, образовавшийся в неоднородном электрическом поле (между точечным катодом и плоским анодом), создает эрозионные отпечатки на поверхности анода.

Отметим, что в работах [136-140] эксперименты проводились при разных параметрах импульсов напряжения, а также отличались методами регистрации анодной эрозии. В частности, в [136-139] на анод из висмута, имеющие относительно низкую энергию сублимации, были нанесены тонкий слой сажи, чтобы обнаружить эффект эрозии на поверхности плоского электрода.

Приведенные в [140] оценки показывают, что при коротких импульсах микроструктура диффузных каналов может не проявляться через эрозионное

действие микроканалов на поверхности плоского электрода или нанесенного на него покрытия.

В рассматриваемой работе изучается новая форма диффузного разряда, который зажигается в промежутке при высоких удельных энерговкладах и токах (сотни ампер). По мнению авторов работы [132] такую форму протекания тока можно объясняется тем, что процесс протекания тока в объеме носит в условиях ударной ионизации неустойчивый характер, что и обуславливает образование диффузного канала. С образованием диффузного канала энергия, запасенная в конденсаторе, расходуется не на дальнейшее развитие канала и преобразование его в искру, а на образование новых диффузных каналов. Необычность СДР заключается в том, что в отличие от ОР, который контрагируется в искровой канал, в нем фактически отсутствует контракция.

В этой связи представляет практический интерес дальнейшие исследования как механизма формирования СДР, так и его оптических свойств. Вначале рассмотрим полученные экспериментальные результаты формирования СДР в гелии. Разряд создавался в промежутке с площадью разряда $s=12 \text{ см}^2$ и расстояния между электродами $d= 1 \text{ см}$, давление газа менялось в пределах 1-5 атм.

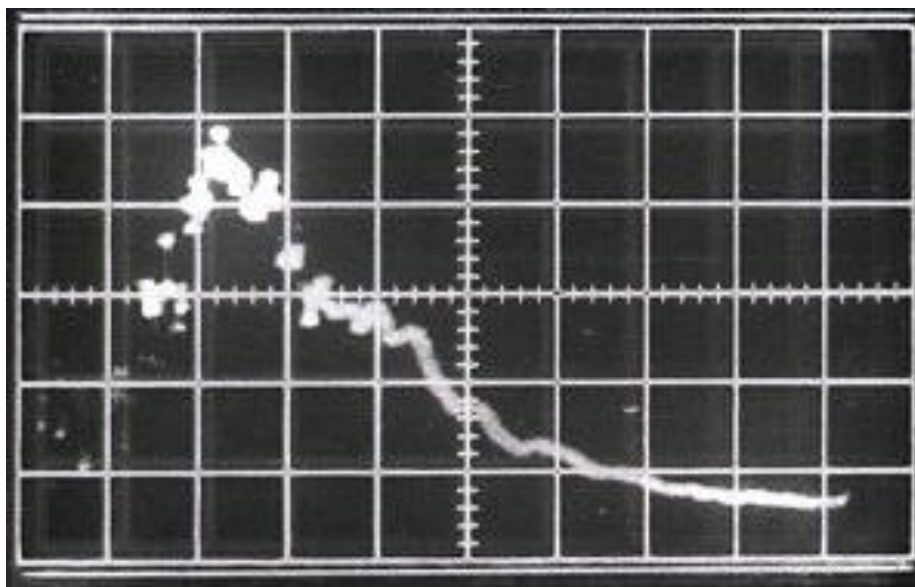


Рис.5.1.1. Характерная временная зависимость интенсивности (в отн. ед) светового импульса источника УФ излучения в гелии. Развертка – 100 нс/дел.

Длительность светового импульса подсветки составляла 600 нс (рис.5.1.1). Межэлектродное расхождение подсвечивающего промежутка и разрядника устанавливались таким образом, чтобы пробойный импульс подавался на исследуемый промежуток через 100 - 150 нс после подсветки.

Как показывают результаты исследования пространственно-временных картин формирования разряда, при большом значении запасенной энергии $CU^2/2 \geq 1$ Дж (величина накопительной емкости $C=1,5 \cdot 10^{-8}$ Ф, поля $E_0 \geq 12$ кВ/см) и значительных перенапряжениях $W \geq 300\%$ ($p=1$ атм, $d=1$ см) в He формируется сильноточный диффузный разряд (рис.5.1.2 а, б).

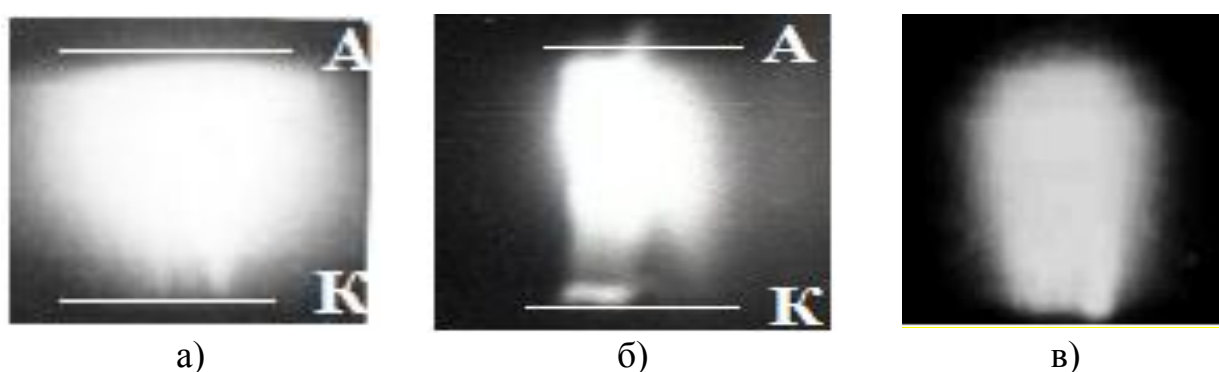


Рис.5.1.2. Пространственно-временные картины свечения промежутка при сильноточных диффузных режимах горения разряда ($d = 1$ см, $p = 1$ атм): а, б – разряд в гелии при напряжениях пробоя $U_0 = 15$ кВ (а), $U_0 = 18$ кВ (б); в аргоне при $U_0 = 16$ кВ (в).

Развитие ОР затормаживается на промежуточной стадии - диффузные каналы, которые сливаясь, образуют однородный столб разряда высокой проводимости с высокой концентрацией электронов ($\sim 10^{16}$ см⁻³) и плотностью тока порядка $10^2 - 10^3$ А/см² [74,141]. Дальнейшее повышение напряжения приводит к росту числа катодных пятен на поверхности катода, из которых прорастают диффузные каналы. Диаметр столба растет по мере увеличения приложенного напряжения.

Результаты спектральных исследований (см. §4.3) показывают, что спектры излучения разряда (в режиме однородного горения, в режиме ОР с катодными пятнами и привязанными к ним диффузными каналами, контрагированный разряд и СДР) имеют свои особенности. Наиболее интенсивные линии

исследуемого газа (*He*) и материала вещества электродов (*Fe*) для различных значений прикладываемого поля, при которых наблюдаются различные режимы горения импульсного разряда в *He*, подробно изучены в работе [141] и представлены в таблице 4.3.1.

Температура катодного пятна, оцененная по относительной интенсивности спектральных линий материала катода, составляет 1-2 эВ. Концентрация электронов на стадии горения СДР (на оси разряда), определенная по штарковскому контуру линии *He II* 468,6 нм, составляет $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

При перенапряжениях более 100% в аргоне (напряжение статического пробоя в *Ar* при $p = 1 \text{ атм}$ и $d = 1 \text{ см}$ составляет $U_{cm} = 6,8 \text{ кВ}$) формируется сильноточный диффузный разряд (рис. 5.1.2 в). На фоне однородного горения заметны отдельные диффузные каналы. Расположение катодных и анодных пятен при пробое аргона носит случайный характер, особенно это заметно при больших перенапряжениях (рис. 3.4.4 б, фото 4 или рис.5.1.2 в).

С ростом пробойного напряжения число катодных пятен увеличивается, и средняя плотность тока оказывается меньшей, чем в случае одиночного канала. Развитие разряда затормаживается на промежуточной стадии – диффузные каналы с яркими катодными пятнами. Диффузные каналы, сливаясь, образуют однородный столб плазмы высокой проводимости (сильноточный диффузный разряд). Плотность тока в СДР составляет $\sim 10^3 \text{ А/см}^2$, т.е. намного меньше, чем в искровом канале и слабо зависит от прикладываемого поля (таблица 5.1.1).

В таблице 5.1.1 приведены измеренные значения средней плотности тока плазмы СДР в аргоне к моменту времени $t=150 \text{ нс}$ от начала резкого роста тока. Такая форма разряда наблюдается в смесях инертных и электроотрицательных газов.

Таблица 5.1.1.

$E_0, \text{ кВ/см}$	12	14	16	18	20	23
$j, 10^3 \text{ А/см}^2$	2	2,7	3,1	3,5	3,8	4,2

Плотность тока в СДР в аргоне составляет $\sim 10^3\text{--}10^4$ А/см², что намного меньше, чем в искровом канале и слабо зависит от прикладываемого поля. Удельная мощность энергозклада в сильнооточный диффузный разряд составляет $\sim 10^7$ Вт/см³. Эти особенности СДР в сочетании с малой индуктивностью (по сравнению с искровым каналом) дают возможность создания импульсных тиратронов и коммутаторов тока, работающих в режимах горения СДР.

При увеличении энергии вкладываемой в разряд диффузные каналы равномерно покрывают поверхность электродов. При длительности горения $\sim 10^{-6}$ с максимальный энергозклад в СДР в аргоне составляет 10 Дж/см³·атм. Электрическое поле в столбе разряда $\sim 10^3$ В/см. Проводимость плазмы разряда 30-40 Ом⁻¹·см⁻¹, что соответствует температуре электронов $\sim 1\text{--}2$ эВ. Концентрация электронов, определенная по плотности тока и напряжению горения составляет порядка $\sim 10^{16}\text{--}10^{17}$ см⁻³, а оцененная по полуширинам линий атомов аргона 427,2 нм и 425,9 нм, табулированных в [151] ($\Delta\lambda_{0,5}\sim 0,1$ нм), оказалась равной $\sim 10^{17}$ см⁻³.

С увеличением амплитудного значения прикладываемого поля увеличивается интенсивность свечения разрядного промежутка, а также количество катодных пятен. Вследствие увеличения количества микровзрывов (катодных пятен) не происходит развитие единичного контрагированного пятна и токоотбор осуществляется с больших частей катода при одновременном существовании нескольких автономных разрядов. Развитие разряда затормаживается на промежуточной стадии – диффузные каналы с яркими катодными пятнами. Диффузные каналы, сливаясь, образуют однородный столб плазмы высокой проводимости.

Увеличение тока цепи приводит к возрастанию плотности тока и напряженности в прикатодном слое [142]. Большая доля энергии разряда выделяется в приэлектродных слоях. У электродов образуется канал «прямого» нагрева, растет температура и частота ионизации. В то же время коэффициент объемной рекомбинации растет с температурой значительно слабее, т.к. его

температурная зависимость менее резкая, чем зависимость от температуры частоты ионизации [143]. В частности, в работе [144] установлено, что пары металла, испарившиеся в пределах опорного пятна, не распространяются вглубь разряда, а локализуется в тонком слое вблизи поверхности катода. Поэтому, суть явления можно объяснить следующим образом. Глубина проникновения увеличивается с уменьшением давления газа.

Следует отметить, что локальное выделение энергии приводит к резкому разогреву участка катода и его взрыву, после чего происходит разлет плазмы со скоростью $\sim 10^6$ см/с, т.е. со скоростью на порядки превышающей звуковую скорость. В работах [145-149] показано, что основная доля энергии вводится в катодное пятно (КП) в плазменной фазе. Речь идет о разлете плазменного сгустка, когда энергия вводится в вещество посредством нагрева электронной компоненты с последующей передачи энергии от электронов к ионам. В работе [145] высказано предположение о существенной роли давления электронного газа в ускорении ионов плазмы. Согласно представлениям авторов [150] ускорение ионов должно осуществляться за счет большого градиента концентрации электронов в катодном пятне.

Например, в гелии характерное время формирования КП при высоких перенапряжениях ($W \geq 300\%$) составляет значение $\sim 10^{-9}$ с. Следовательно, процессом, определяющим длительность однородного горения, является время формирования прикатодного падения потенциала ($E \sim 10^5$ В/см) [151].

Если время выделения энергии намного меньше, чем стадия расширения катодного пятна, то можно считать, что начальная энергия в процессе разлета переходит в кинетическую энергию $W_0 \approx \rho \frac{v^2}{2}$.

О взрывном характере образования катодного пятна говорит и тот факт, что радиальное расширение плазмы очень быстро прекращается. Причем, расширение плазмы вдоль поля происходит с большей скоростью, чем поперек, т.е. фронт волны сферически несимметричен. Это объясняется тем, что температура газа в слабоионизованном столбе больше чем температура

окружающего газа. А ударная волна является дополнительным источником нагрева газа в диффузном канале.

В частности, на рисунке 5.3.3 приведена характерная зависимость скорости расширения плазмы катодного факела от времени, определенная с использованием системы щелей, а так же из динамических картин свечения промежутка, полученных с помощью ЭОП. Как мы здесь видим скорость разлета катодного пятна со временем уменьшается (см. рис.5.1.3).

О резком уменьшении температуры плазмы катодного пятна в результате его расширения свидетельствует и ход уменьшения интенсивности спектральных линий материала катода (см. рис. 5.1.4). Аналогичные результаты получены и другими авторами, например [152].

В работах [153,145] так же высказано предположение о существенной роли давления электронного газа в ускорении ионов плазмы. Согласно представлениям авторов [153,145] ускорение ионов должно осуществляться за счет большого градиента концентрации электронов в КП. В переходном от автоэмиссионного к взрывоэмиссионному режиму формируется «эктон» [145], число электронов в котором $\sim 10^{11}$ - 10^{12} , и испарившийся сгусток металла может оказаться положительно заряженным. Электростатическое поле будет дополнительно ускорять тяжелую компоненту плазмы, т.е. к газодинамическому давлению прибавляется и электростатическое давление в течение времени компенсации заряда электронами, выходящими с катода.

Считая процесс расширения катодного пятна сферически симметричным, радиус плазменного образования в любой момент времени связан с плотностью следующим соотношением, вытекающим из закона сохранения массы $\rho(t) \cdot r^3(t) = \rho_{ko} \cdot r_0^3$. Из условия адиабатичности процесса расширения [154], для давления в плазме пятна получим $p(t) = p_{ko} \left[\frac{r_0}{r(t)} \right]^{3\gamma}$, где p_{ko} - начальное давление.

Из условия равенства давления плазменного поршня давлению невозмущенного газа p_0 для конечного размера плазменного образования r_{\max}

получим т.е. $p_{ko} \left(\frac{r_0}{r_{\max}}\right)^{3\gamma} \approx p_0$. Тогда с учетом (5.1.3) получим $v^2 \cong C^2 \frac{\gamma+1}{2\gamma} \left[\frac{r_{\max}}{r(t)}\right]^{3\gamma}$.

Произведя замену $v = \frac{dr}{dt}$ из последнего выражения получим

$r^{\frac{3\gamma}{2}} dr \approx c \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma}\right)^{1/2} r_{\max}^{\frac{3\gamma}{2}} \cdot dt$. Решение этого уравнения с учетом начального условия

$r = r_0|_{t=0}$ позволяет определить радиус плазмы КП:

$$r(t) \approx \left[\left(\frac{\gamma+1}{2\gamma}\right)^{1/2} \left(\frac{3\gamma+2}{2}\right) \cdot r_{\max}^{\frac{3\gamma}{2}} \cdot c \cdot t + r_0^{\frac{3\gamma+2}{2}} \right]^{\frac{2}{3\gamma+2}}.$$

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных дает наилучшее совпадение при $r_0 \approx 10^{-6}$ м, это значение соответствует данным авторов [145].

Расширение катодного факела происходит первые 40-50 нс, в дальнейшем его размеры изменяются слабо (см. рис.5.1.5).

Распространение ударной волны, инициированной катодным пятном по столбу разряда (по слабоионизированной плазме), вызывает дополнительный рост ионизации и формирование диффузного канала, вдоль которого в последующем прорастает искровой канал со скоростью $\sim 10^6$ см/с [150,149].

Образование тонких диффузных каналов, привязанных к катодным пятнам, возможно, обусловлено эмиссией электронов из прикатодного слоя в моменты максимальной напряженности поля в слое и их ускорения в поле столба до энергий, достаточных для возбуждения атомов, что вызывает свечение, образующее диффузные каналы.

С образованием катодного пятна формируется тонкий диффузный канал, привязанный к катодному пятну, вдоль которого в последующем прорастает яркий искровой канал.

В частности, на рисунке 5.1.6. приведена характерная зависимость скорости распространения искрового канала от плотности тока.

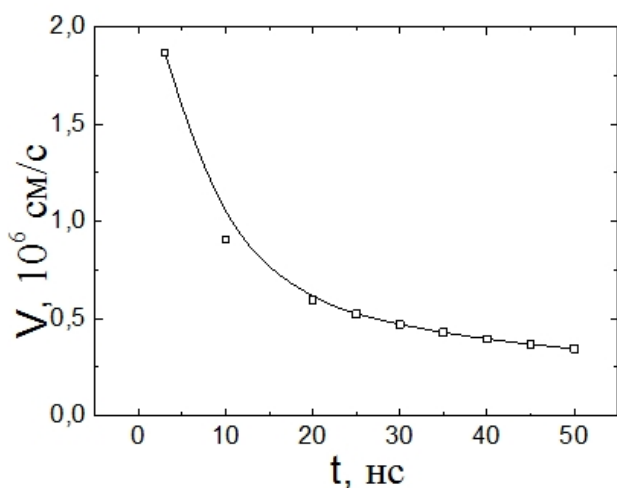


Рис. 5.1.3. Скорость расширения плазмы катодного факела в гелии для величин $U = 9$ кВ, $p = 1$ атм, $d=1$ см.

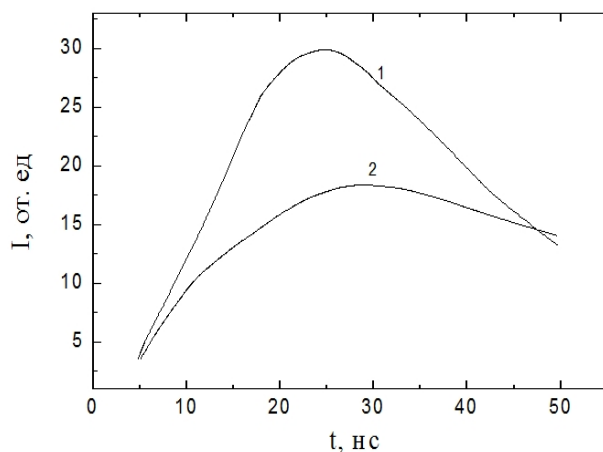


Рис.5.1.4. Интенсивность спектральных линий материала катода алюминия (1 – 396,1 нм, 2 - 281,6 нм).

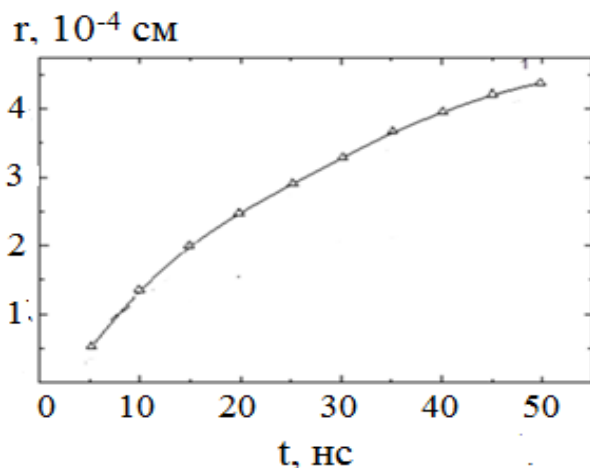


Рис. 5.1.5. Зависимость радиуса катодного пятна в аргоне от времени.

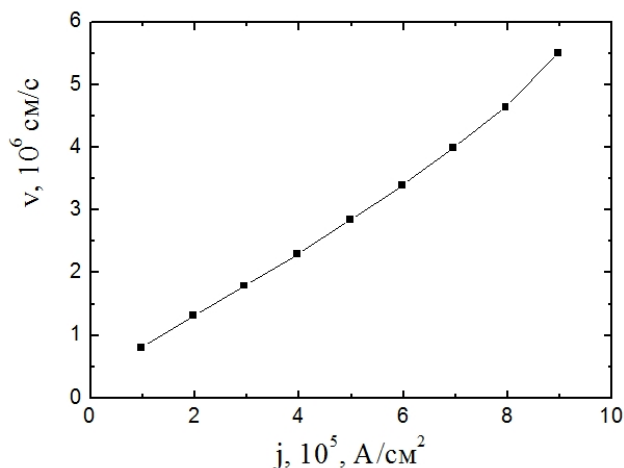


Рис. 5.1.6. Зависимость скорости прорастания искрового канала от плотности тока.

При этом по слабоионизованному столбу разряда распространяется ударная волна [155].

Значение плотности за фронтом ударной волны ρ можно связать с невозмущенным значением плотности ρ_0 [156]

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{M^2(\gamma+1)}{2+(\gamma-1)M^2}, \quad (5.1.1)$$

где M - число Маха, γ - показатель адиабаты. Скорость расширения на начальных этапах $v \gg c$ (c - скорость звука) и закон сохранения энергии можно переписать следующим образом

$$W_0 \approx \rho_0 \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} \cdot v^2 \approx 10^9 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}. \quad (5.1.2)$$

Путем несложных преобразований для характерных параметров на фронте ударной волны большой интенсивности $M \gg 1$, можно получить [156-158]

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \approx \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)}; \quad \frac{p_1}{p_0} \approx \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M^2; \quad \frac{T_1}{T_0} \approx \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} M^2. \quad (5.1.3)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[2 + (\gamma - 1)M^2][2\gamma M^2 - (\gamma - 1)]}{M^2(\gamma + 1)^2}.$$

Температуру на фронте ударной волны, формируемой расширяющейся плазмой, можно оценить из граничного условия для сильной ударной волны (5.1.3). Например, при $v=10^4$ м/с, $\gamma=1,5$ температура возмущенного газа составляет 6-7 эВ.

Расширяющийся искровой канал в газах высокого давления является источником интенсивной цилиндрической ударной волны. Резкий рост проводимости в сформированном узком разрядном канале сопровождается резким ростом давления внутри плазменного столба. При этом расширяющийся плазменный поршень давит на нейтральный газ, формируя тем самым ударную волну большой интенсивности, способную переносить фронт ионизации в радиальном направлении.

§ 5.2. Кинетические процессы и оптическое излучение плазмы сильноточного диффузного разряда в инертных газах атмосферного давления

5.2.1. Импульсный объемный разряд в гелии при высоких перенапряжениях

Из литературных данных известно, что высокая напряжённость электрического поля, неоднородность его распределения и высокое давление газов могут служить причиной различия параметров плазмы разряда и свойств

оптического излучения. Так, например, на поверхности электрода, вследствие высокой напряжённости электрического поля и плотности тока, происходит электрический взрыв микронеоднородностей на поверхности электродов, в результате чего в плазму инжектируется большое число свободных электронов (взрывная эмиссия электронов) [159-160]. Образовавшаяся вблизи острейшего электрода плазма, состоящая из атомов и ионов металла, расширяется со скоростью $\sim 10^6-10^7$ см/с [160] и излучает в видимой и ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Концентрация электронов в приэлектродной плазме достигает значений $\sim 10^{17}$ см⁻³, что на 2-3 порядка выше величин, достигаемых в плазме разряда [51].

Образование паров материала электродов, по-видимому, происходит вследствие взрыва микроострий на поверхности электрода с последующим выносом испарённого материала в окружающее пространство. Однако в настоящее время количество публикаций, посвящённых исследованию данному режиму разряда, мало.

Кроме того интерес к разрядам в плотных газах (1–5 атм) при больших перенапряжениях определяется необходимостью выяснения механизмов формирования и распространения ОР, возможностью создания мощных источников спонтанного и вынужденного излучения. Поэтому представляется важным экспериментальное исследование спектрально-кинетических характеристик импульсного разряда, инициируемого УФ излучением в инертных газах (*He, Ar*) атмосферного давления.

Рассмотрим результаты исследования на стадии СДР в гелии атмосферного давления. Наиболее интенсивные линии исследуемого газа (*He*) и материала вещества катода (*Fe*) на стадии СДР представлены в табл. 5.2.1.

Табл. 5.2.1.

U ₀ =12кВ	He, нм	381.96	388.86	403.23	447.15	471.41	492.19	501.56	587.56
		640.64	656.02	667.82	706.52	728.14	781.62		
	Fe, нм	337.08	354.01	358.95	375.82	391.36	394.81	396.61	399.74
		404.58	419.56	428.54	487.21	633.68	673.32	714.53	750.73
		778.06	843.96	862.61	868.86	871.03	894.52	925.83	

На рисунке 5.2.1 приведен панорамный спектр разряда в гелии в области длин волн 320-780 нм для двух значений прикладываемого к промежутку напряжения (а – $U_0 = 7$ кВ, б – $U_0 = 12$ кВ). λ , нм

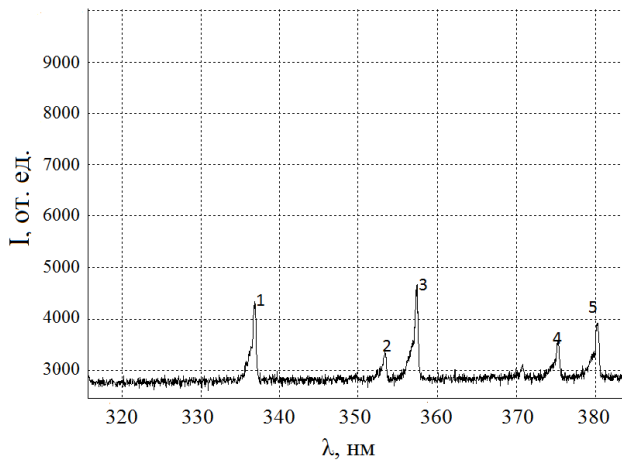
При напряжении $U_0=12$ кВ удельный энерговклад в разряд составляет величину $\sim 0,1$ Дж/см³. При увеличении накопительной энергии конденсатора до 0,1 Дж в плазме разряда возникает большое число плазменных каналов (рис.3.2.5, кадр 3), имеющих сравнительно большой диаметр ($\sim 0,1$ см).

В области спектра 700 -730 нм при $U_0 = 6$ кВ и при $U_0 = 12$ кВ спектры разряда идентичны и возбуждаются только спектральные линии: *He* (706,52 нм; 728,135 нм); *Fe* (714,53 нм). Сама плазма паров железа представляет интерес для получения стимулированного излучения в УФ области спектра. Можно предположить, что в диапазоне спектра (700 – 730 нм) энерговклад в разряд не влияет на формирование спектральных линий (*He*, *Fe*), т.е. изменение спектра не происходит. Однако относительная интенсивность свечения указанных линий *He* и *Fe* в области (700 – 730 нм) при $U_0 = 12$ кВ возрастает почти в 2 раза по сравнению с относительной интенсивностью при $U_0 = 7$ кВ.

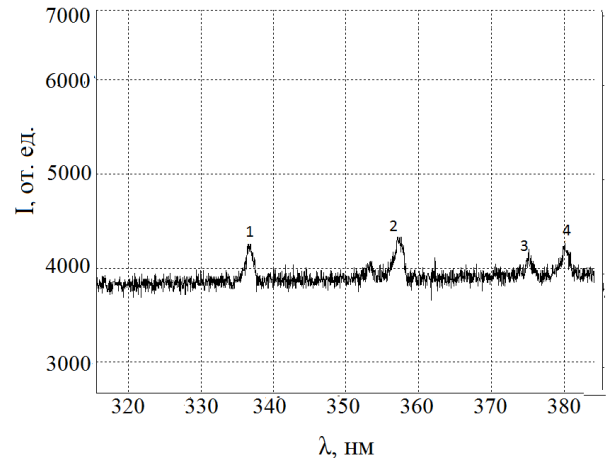
Результаты исследования показывает, что спектр излучения линий материала электродов формируется и при малых энерговкладах, когда разрядный промежуток представляет собой столб однородной плазмы. Это позволяет предположить, что линии паров материала электродов формируется не только при взрывных процессах на катоде, но и при эмиссии или эрозии электродов. При напряжении пробоя $U_0=12$ кВ удельный энерговклад в разряд составляет величину $\sim 0,1$ Дж/см³ и является максимальным для данного газа (*He*) в стадии однородного горения. При увеличении накопительной энергии конденсатора до 1 Дж в плазме разряда возникает большое число плазменных каналов (рис.3.2.3 б, фото 5), имеющих большой диаметр ($\sim 0,1$ см).

Интенсивность многих спектральных линий (*He*, *Fe*), возбуждаемых в разряде увеличивается с увеличением амплитуды прикладываемого поля (см. рис.4.3.3). В месте с тем, интенсивности некоторых линий *He I*: 728,135 нм,

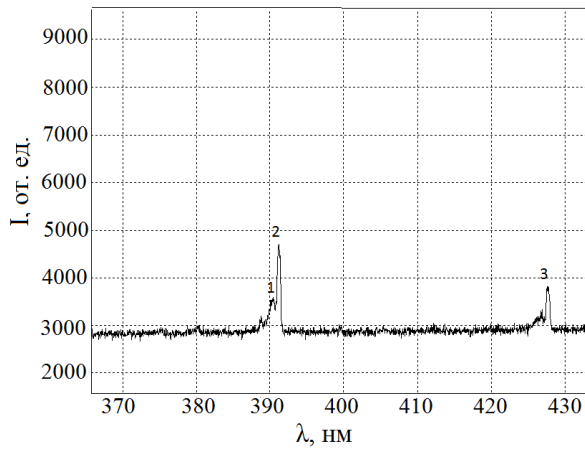
706,52 нм и 587,56 нм слабо зависят от величины прикладываемого к промежутку поля.



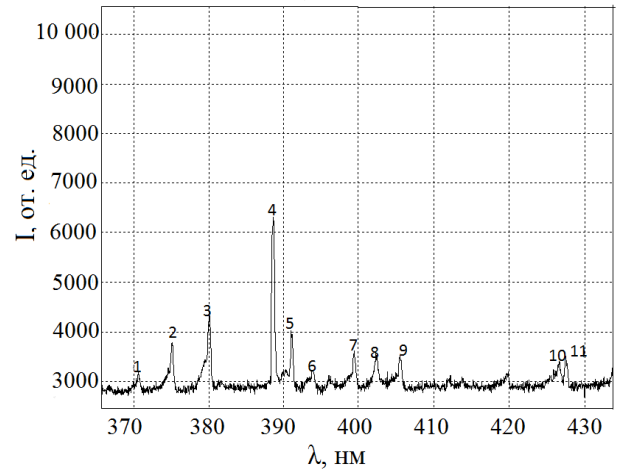
а)



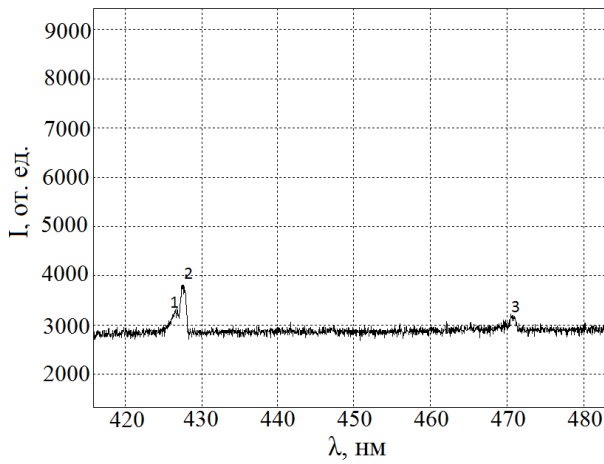
б)



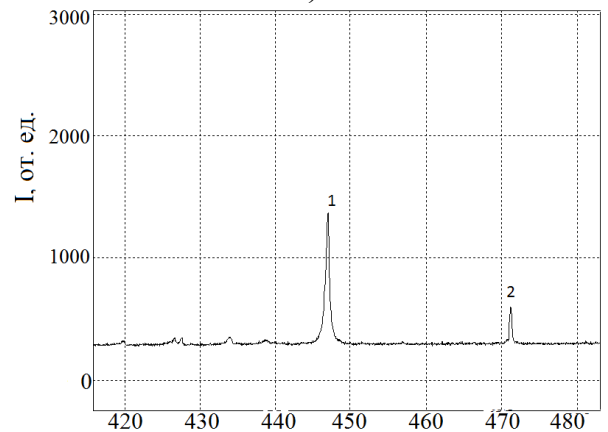
а)



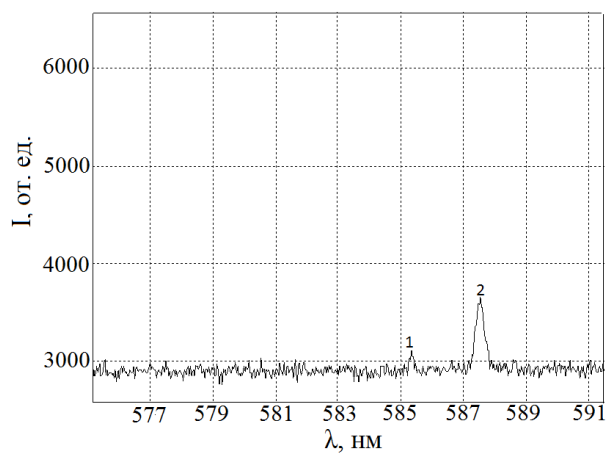
б)



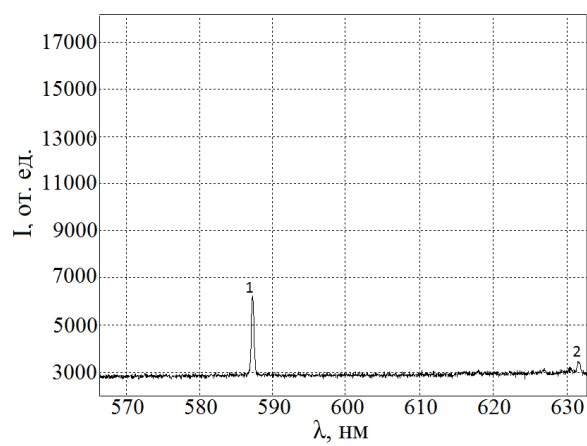
а)



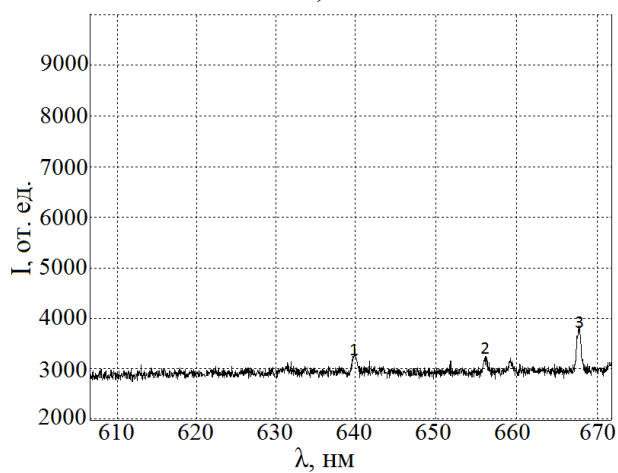
б)



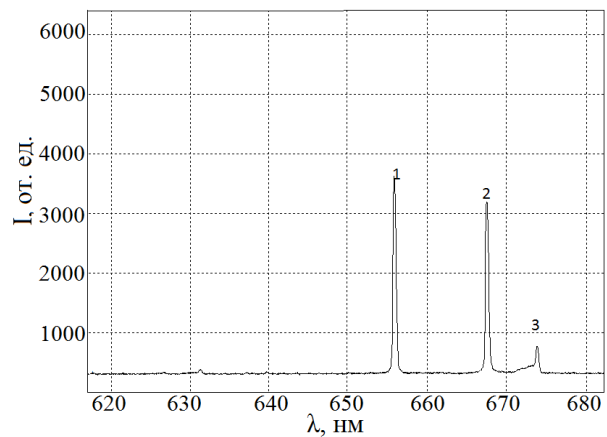
a)



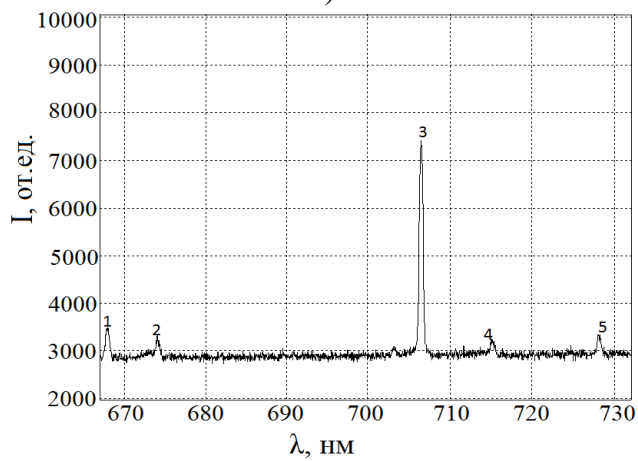
б)



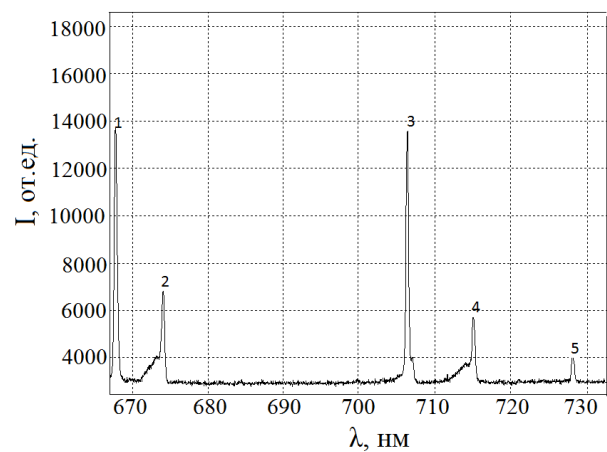
a)



б)



a)



б)

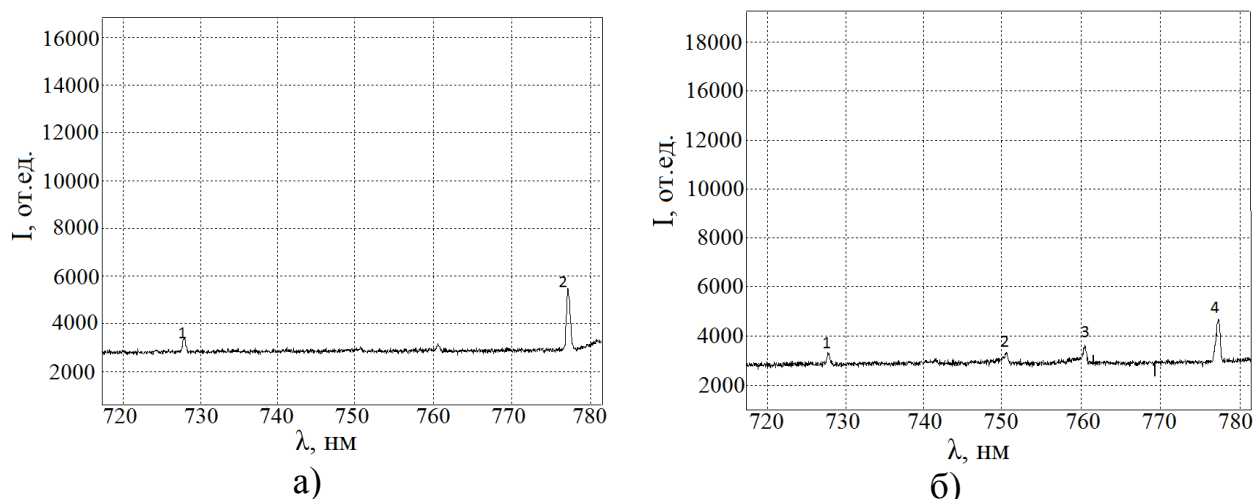


Рис.5.2.1. Панорамные спектры излучения в плазме импульсного объемного разряда в гелии атмосферного давления: а) $U_0=7$ кВ, б) $U_0=12$ кВ.

Следует отметить, что с увеличением прикладываемого поля увеличивается не только интенсивность спектральных линий, но также возбуждаются новые линии излучения материала вещества катода (*Fe*) и наиболее интенсивно в диапазоне спектра (370 – 420 нм) при $U_0=12$ кВ.

Следует отметить, что в режиме СДР ($U_0 > 12$ кВ) резко возрастает число спектральных линий материала вещества электродов, связанных с взрывными процессами на катоде (катодные пятна) и образуется катодная плазма с интенсивным спектром новых линий материала вещества электродов и исследуемого газа, которые представлены в табл.5.2.2.

Таблица 5.2.2.

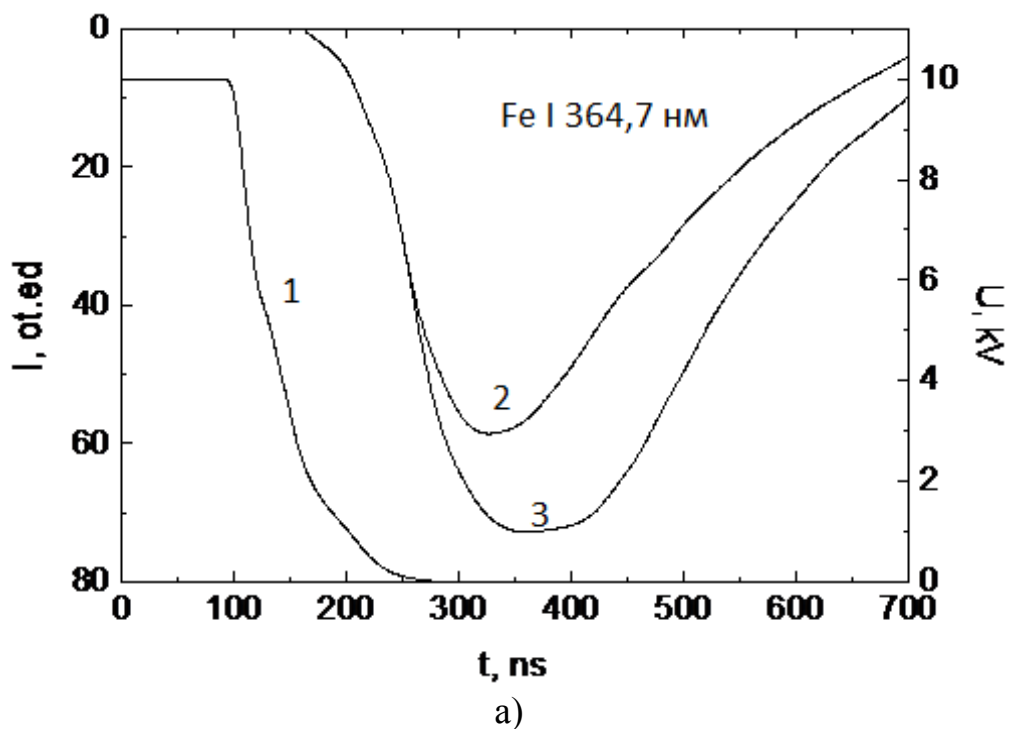
Fe, нм	391.36	394.81	396.61	419.56	487,21	750.73
	862.61	868.86	871.03	894.52	925.83	
He, нм	403,23	447,15	492.19			

В работе выполнены также амплитудно-временные исследования спектров излучения приэлектродной плазмы для электродов из алюминия и железа. Наиболее интенсивные спектральные линии материалов электродов: *Al* I $\lambda=396,1$ нм; $\lambda=394,4$ нм, железа *Fe* I $\lambda=364,5$ нм; $\lambda=344$ нм, $\lambda=341,3$ нм. Регистрация спектров излучения паров материала вещества катода проводилось как со стороны катода, так и анода. При исследовании спектра излучения

приэлектродной плазмы было обнаружено, что амплитудные профили спектральных линий алюминия имеют два максимума, а железа – один.

На рис. 5.2.2 а.б соответственно приведены синхронизованные с импульсом напряжения на промежутке ($U_0=10$ кВ и $U_0=12$ кВ) характерные осциллограммы изменения во времени интенсивности спектральной линии Fe I (364,5 нм), зарегистрированная вблизи катода и анода. Увеличение прикладываемого к промежутку напряжения U_0 приводит, с одной стороны, к уменьшению длительности однородного горения ОР, а с другой - к смещению амплитуды сигнала ФЭУ во времени в сторону уменьшения времени запаздывания формирования катодного пятна.

Исследования показали, что с увеличением амплитуды прикладываемого поля, интенсивности спектральных линий увеличиваются. Последнее обстоятельство связано с увеличением концентрации паров материала вещества, образующихся в результате формирования эмиссионных центров. Вблизи катода наибольшую интенсивность имеет спектральная линия Fe I $\lambda=344$ нм, а наименьшую – Fe I $\lambda=364,7$ нм. Вблизи анода наиболее интенсивно возбуждается линия Fe I $\lambda=341,3$ нм, а наименее – Fe I $\lambda=364,7$ нм.



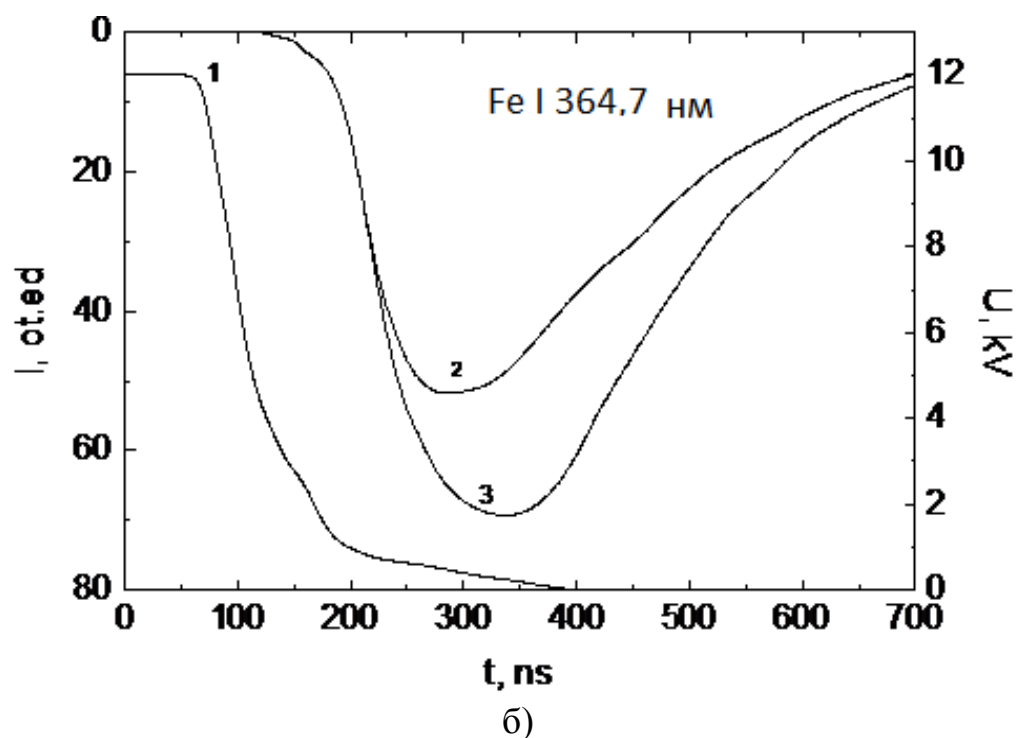


Рис.5.2.2. Характерные временные зависимости интенсивности спектральной линии материала электродов ($Fe\ I\ \lambda=364,7\ \text{нм}$) соответственно при напряжениях $U_0=10\ \text{кВ}$ (а) и $U_0=12\ \text{кВ}$ (б). Кривые 1 – импульс напряжения, 2 - линия железа вблизи катода, 3 - вблизи анода ($p=1\ \text{атм}$, $d=1\ \text{см}$).

Интенсивности исследуемых спектральных линий достигают своих максимальных значений на катоде раньше, чем на аноде, однако, их амплитудные значения на аноде оказывается выше, чем на катоде. Данный результат, возможно, обусловлен тем, что атомы материала вещества, испарившиеся в пределах опорного пятна на катоде, диффундируют в плазму. Часть их за счет упругих столкновений возвращается на поверхность катода. Кроме того, происходит интенсивная ионизация атомов материала электрода. Под действием электрического поля ионы металла возвращаются на поверхность катода, где они нейтрализуются.

Таким образом, время жизни ионов материала вещества в прикатодной плазме меньше, чем в прианодной [161]. Этот результат должен повлиять на их концентрацию в этих областях и соответственно отразиться на интенсивностях

спектра излучения линий *Fe*. Кроме того, максимумы рассматриваемых линий наиболее ярко выражены на спектральных линиях, регистрируемых с катода.

Рассмотренные результаты позволяют заключить, что при увеличении перенапряжения уменьшается время запаздывания формирования катодного пятна, обусловленное увеличением прикатодного падения потенциала и плотности тока разряда на катод [112].

Аналогичные исследования были выполнены и для алюминиевых электродов. Спектр излучения плазмы КП характеризуется интенсивными линиями материала катода *Al I* 396,1 нм, 394,4 нм с высокими потенциалами возбуждения.

Таблица - линии атомов и ионов алюминия.

Длина волны (нм)	Нижний уровень (конф. терм. J)	Верхний уровень (конф. терм. J)	Энергия нижнего Уровня (эВ)	Энергия верхнего уровня (эВ)
394,4 (<i>Al I</i>)	$3s^23p^2P^{\circ} 1/2$	$3s^24s^2S \text{Vi}$	0	3,1427
396,15 (<i>Al I</i>)	$3s^23p^2P^{\circ} 3/2$	$3s^24s^2S V$	0,01389	3,1427

На рис.5.2.3 а,б соответственно приведены характерные временные зависимости интенсивности спектральных линий алюминия *Al I* $\lambda=396,1$ нм, $\lambda=394,4$ нм вблизи катода при прикладываемых полях 4 кВ - (а) и 7 кВ - (б). Следует отметить, что относительно спада импульса напряжения излучение на переходах *Al I* происходит раньше, чем *Fe I*. Обусловлено это тем, что температура плавления *Al* почти в 3 раза меньше, чем *Fe*. Следовательно, требуется меньшая плотность тока разряда для подрыва микронеоднородностей на поверхности катода.

Первые максимумы интенсивностей линии *Al* соответствуют во времени моменту перехода ОР в контрагированное состояние, а вторые максимумы являются рекомбинационными и наблюдаются в позднем послесвечении, когда ток разряда упал до нуля.

Для линий алюминия амплитуды максимумов интенсивности также увеличиваются с увеличением прикладываемого поля. Отметим также

интересную особенность в поведении амплитудных значений максимумов на спектре алюминия. Амплитуда первого максимума с увеличением амплитуды прикладываемого поля уменьшается, в то время как амплитуда второго максимума начинает возрастать. Излучение спектральной линии $Al\ I$ ($\lambda=396,1$ нм) происходит практически одновременно со спадом напряжения.

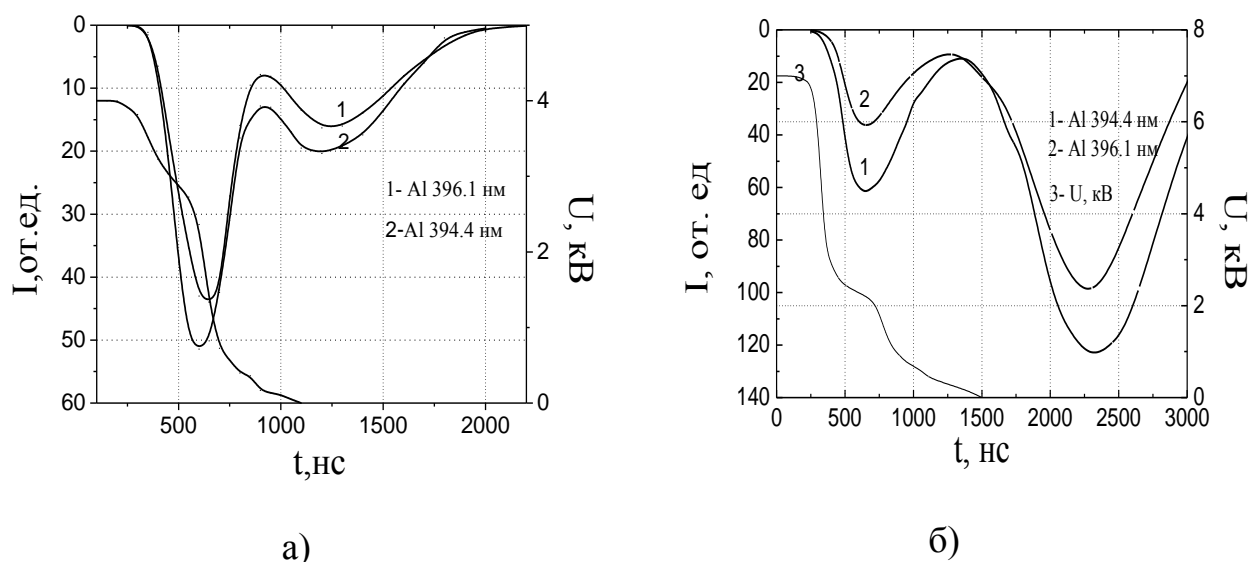


Рис.5.2.3. Характерные временные зависимости интенсивности спектральных линий алюминия с катода при прикладываемых полях 4 кВ - (а) и 7кВ - (б). Полусферические алюминиевые электроды с радиусом кривизны $R=20$ см, $p = 1$ атм, $d=1$ см.

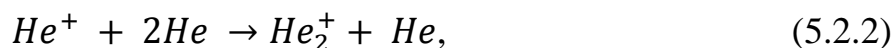
Линия $Al\ I$ ($\lambda=394,4$ нм) излучается с некоторым временным запаздыванием относительно момента записи линии $Al\ I$ ($\lambda=396,1$ нм). Этот сдвиг уменьшается с увеличением прикладываемого к промежутку поля. Существует также сдвиг во времени между моментами излучения линий с катода и анода. Это связано с разными моментами формирования катодных и анодных пятен. Наличие одного максимума интенсивности для линии Fe , в отличие от Al , можно связать с кинетикой процессов в плазме.

Непосредственное измерение температуры и плотности в момент образования КП невозможно, но косвенные оценки можно сделать по этим параметрам на более поздних стадиях. Через 30 нс с начала резкого роста тока полуширина ионной линии $He\ II$ $\lambda=468,6$ нм $\approx 0,5$ нм. Эти значения полуширин

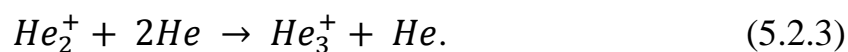
соответствуют плотности электронов $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, через 20 нс концентрация уменьшается до значения $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Температура КП через 30-40 нс, оцененная по относительной интенсивности спектральных линий гелия составляет 4-5 эВ. Через 30-40 нс катодный факел начинает вытягиваться по внешнему полю и от КП вглубь промежутка прорастает искровой канал (см. рис.3.2.4), который перекрывает разрядный промежуток за время 280-300 нс со скоростью $\approx 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$.

Таким образом, из представленных результатов становится ясной последовательность происходящих событий: возникновение катодных пятен в начальной стадии разряда, развитие незавершенных анодонаправленных каналов, прорастание искрового канала вдоль диффузного канала и рост проводимости в них, а также переход ОР в СДР. На режим горения разряда оказывает влияние также температура газа - её изменение ведёт к изменению плотности газа и, соответственно, приведённой напряжённости электрического поля, от которой зависят плазмохимические процессы, влияющие на параметры оптического излучения плазмы разряда.

Поэтому изучим результаты анализа кинетических процессов на различных стадиях горения разряда. Результаты расчетов показывают, что основной рост концентрации электронов в разрядном промежутке происходит в процессах ступенчатой и пенинговской ионизации, а образование молекулярных ионов He_2^+ происходит в процессе ассоциативной ионизации и конверсии



причем процесс конверсии идет более эффективно. В частности, при $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 1 \text{ эВ}$ потоки процессов (5.2.1, 5.2.2) соответственно составляют: $j_1 \approx 7,3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; $j_2 \approx 4,74 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Расчеты для концентрации ионов He_2^+ дают значения $n(He_2^+) \approx 1,38 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом убыль молекулярных ионов He_2^+ происходит в процессе конверсии в молекулярные ионы He_3^+ по схеме

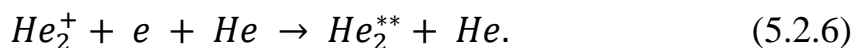
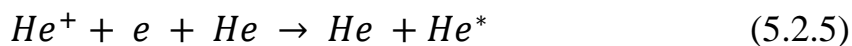


Характерное значение потока процесса (5.2.3) составляет $j_3 \approx 4,74 \cdot 10^{23} \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$. Процесс конверсии ($He_2^+ + 2He \rightarrow He_3^+ + He$) также является основным процессом, приводящим к образованию молекулярных ионов He_3^+ . Гибель таких ионов происходит в процессе диссоциативной рекомбинации по схеме



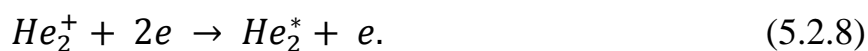
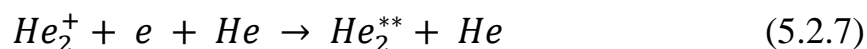
Характерное значение для потока процесса (5.2.4) составляет $j_4 \approx 4,73 \cdot 10^{23} \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$.

Расчеты показывают, что характерное значение концентрации молекулярных ионов He_3^+ составляет $n(He_3^+) \approx 1,63 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$. Отметим, что результаты расчетов показывают, что процесс (5.2.4) также является доминирующим рекомбинационным процессом, приводящим к убыли электронов. Также эффективно протекают процессы трехчастичной рекомбинации по схемам:



Характерные потоки для процессов (5.2.5, 5.2.6) соответственно составляют: $j_5 \approx 0,97 \cdot 10^{23} \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$; $j_6 \approx 1,55 \cdot 10^{23} \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$.

Следует отметить, что в СДР эффективно могут образовываться эксимерные молекулы He_2^* по схеме:



Характерные потоки процессов (5.2.7, 5.2.8) соответственно составляют: $j_7 \approx 1,55 \cdot 10^{22} \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$; $j_8 \approx 0,75 \cdot 10^{21} \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$.

Убыль эксимерных молекул происходит в процессе



Характерное значение концентрации эксимеров гелия на квазистационарной стадии можно определить из соотношения: $n(He_2^*) =$

$$\frac{k_7 n(H_2^*) n_e n_a}{k_9} \approx 2,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}. \quad \text{Здесь} \quad k_7 = 4,156 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}, n_a = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}, k_9 = 6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}.$$

Таким образом, определены кинетические характеристики различных стадий импульсного пробоя в гелии высокого давления. Показано, что в зависимости от механизмов пробоя основные параметры разряда (концентрация, температура и оптические характеристики) имеют свои значения и свои особенности. На качественном уровне проанализированы элементарные процессы, протекающие на различных стадиях горения разряда.

Результаты спектральных исследований (см. §4.3) показывают, что спектры излучения разряда (в режиме однородного горения, в режиме ОР с катодными пятнами и привязанными к ним диффузными каналами, контрагированный разряд и СДР) имеют свои особенности. Наиболее интенсивные линии исследуемого газа (*He*) и материала вещества электродов (*Fe*) для различных значений прикладываемого поля, при которых наблюдаются различные режимы горения импульсного разряда в *He*, подробно изучены в работе [141] и представлены в таблице 4.3.1.

Несмотря на внешнее сходство (объемное однородное свечение), свойства разряда на объемной фазе и на СДР имеют существенное различие. Речь идет, по – существу, о двух разных формах объемного протекания тока. Необычность СДР заключается в том, что в отличие от ОР в нем фактически отсутствует контракция.

5.2.2. Сильноточный диффузный разряд в аргоне

Поскольку инертный газ аргон широко используется в качестве буферного газа во многих лазерных средах, то рассмотрим развитие объемного разряда в *Ar* атмосферного давления при больших перенапряжениях и больших удельных энерговкладах.

Спектр слаботочного диффузного разряда характеризуется интенсивными атомными линиями, интенсивность ионных линий заметно ниже. Наиболее интенсивно излучаются линии *Ar* I: 442,3 нм, 436,3 нм, 433,5 нм, 355,6 нм.

В работе [162] выполнен анализ кинетики рождения и гибели заряженных частиц в СДР аргоне в рамках модифицированного диффузионного приближения.

По аналогии с работой [163] возбужденные состояния атомов аргона $4s$ и $4s'$ объединим в блок 1, а состояния $4p$ и $4p'$ в блок 2. Тогда упрощенная схема энергетических уровней выглядит так, как показано на рис. 5.2.4.

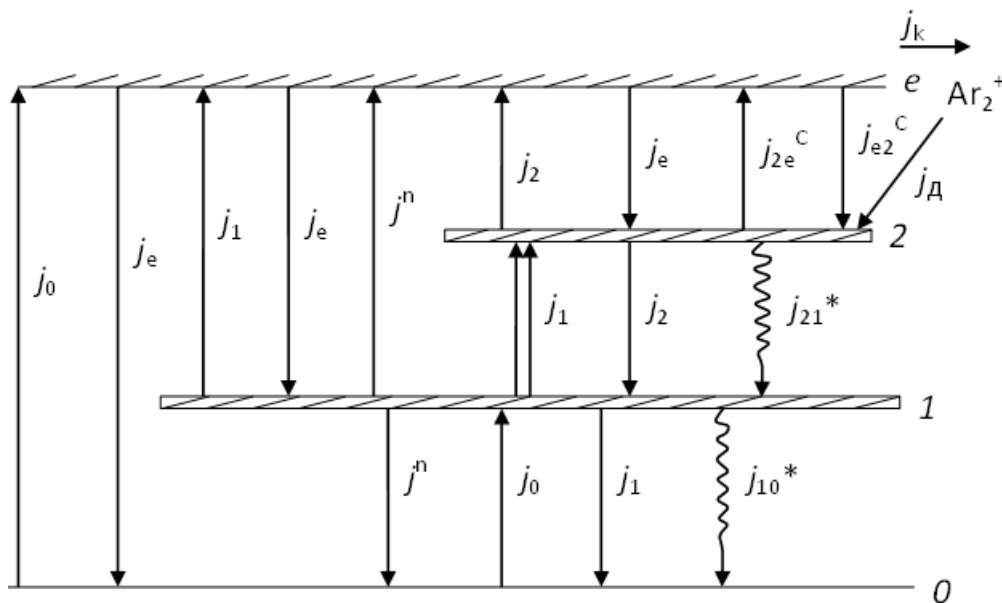


Рис. 5.2.4. Схема энергетических уровней и потоков в плазме сильноточного диффузного разряда. (Индексы 0 и e соответствуют основному состоянию и континууму).

Выполним качественный анализ кинетики элементарных процессов в СДР. Будем считать, что рождение и заряженных частиц происходит в реакциях прямой и ступенчатой ионизации по следующей схеме [162]:



Конверсия атомных ионов в молекулярные происходит по схеме.



Гибель электронов и ионов обусловлена процессами трехчастичной рекомбинации, диссоциативной рекомбинацией и конверсией.

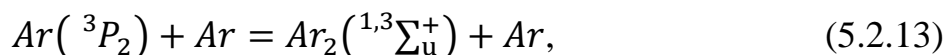
Равновесную концентрацию молекулярных ионов в условиях эксперимента определим с учетом рождения и гибели ионов Ar_2^+ . При равновесии плотность молекулярных ионов будет определяться уравнением

$$k_c n_a^2 n_e = \beta_r n_{Ar_2^+} n_e,$$

где $k_c = 2,5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$ – коэффициент конверсии, $n_a = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^3$ – плотность нейтральных атомов (считается, что газ находится при комнатной температуре), $\beta_r = 9 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ – коэффициент диссоциативной рекомбинации

$$n_{Ar_2^+} \approx \frac{k_c n_a^2}{\beta_r} \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

Анализ скоростей процессов показывает, что основным каналом рождения заряженных частиц является ступенчатая ионизации со второго уровня. Следует отметить, что в разряде могут эффективно образовываться димеры аргона, как показано в работах [164,165]. Образование молекул Ar_2 в состояниях $^{1,3}\Sigma_u^+$ происходит в результате следующей последовательности процессов:



Процессы возбуждения и девозбуждения атомов электронным ударом, а также спонтанное излучение учитывается в виде потоков.

Константы процессов (5.2.10) – (5.2.14) приведены в работе [154] и представлены в таблице 5.2.3.

Таблица 5.2.3.

Обозначение процесса	Константа процесса, $\text{см}^3/\text{с}$		Поток, $\text{см}^{-3}/\text{с}$	
	$T_e=1,15 \text{ эВ}$	$T_e=0,92 \text{ эВ}$	$T_e=1,15 \text{ эВ}$	$T_e=0,92 \text{ эВ}$
j_{0e}	$10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$	$1,8 \cdot 10^{-15}$	$8 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{21}$
j_{1e}	$2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$	$7 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{23}$	$2,2 \cdot 10^{23}$
j_{2e}	$1,8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$5,7 \cdot 10^{25}$	$1,6 \cdot 10^{24}$
j_{2e}^C	$5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$	$4,2 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{26}$	$7,7 \cdot 10^{24}$
j_{e0}	$3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^3/\text{с}$	$2,3 \cdot 10^{-30}$	$1,5 \cdot 10^{20}$	$1,2 \cdot 10^{21}$

j_{e1}	$2,8 \cdot 10^{-28}$	$3,6 \cdot 10^{-28}$	$1,4 \cdot 10^{23}$	$1,8 \cdot 10^{23}$
j_{e2}	$2 \cdot 10^{-27}$	$2,4 \cdot 10^{-27}$	10^{24}	$1,3 \cdot 10^{24}$
j_{e2}^C	$5,8 \cdot 10^{-27}$	$1,2 \cdot 10^{-26}$	$3 \cdot 10^{24}$	$6,2 \cdot 10^{24}$
j_D	$9 \cdot 10^{-8}$	10^{-7}	$2,2 \cdot 10^{24}$	$2,2 \cdot 10^{24}$
j_{10}^*	10^5 с^{-1}	-	$5 \cdot 10^{20}$	$5 \cdot 10^{19}$
j_{21}^*	10^6 с^{-1}	-	$4 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{20}$
j^n	10^{-9}	10^{-9}	$2,5 \cdot 10^{22}$	$1,6 \cdot 10^{20}$
j_{01}	$7 \cdot 10^{-13}$	$3,5 \cdot 10^{-14}$	$5,6 \cdot 10^{23}$	$2,8 \cdot 10^{22}$
j_{10}	$1,4 \cdot 10^{-9}$	$8,4 \cdot 10^{-10}$	$5,6 \cdot 10^{23}$	$2,8 \cdot 10^{22}$
j_{12}	$4,2 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{26}$	$9,2 \cdot 10^{24}$
j_{21}	$5,3 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{26}$	$9,2 \cdot 10^{24}$
j^k	$2,5 \cdot 10^{-31}$	$2,5 \cdot 10^{-31}$	$2,2 \cdot 10^{24}$	$2,2 \cdot 10^{24}$

Легко убедиться в том, что в условиях рассматриваемого эксперимента характерные времена процессов (5.2.11)-(5.2.14) много меньше типичной длительности импульса электроразрядного возбуждения ($\sim 10^6$ с). В самом деле, характерное время конверсии атомных ионов в молекулярные (5.2.11), составляет величину $\tau_c \sim (n_a^2 k_c)^{-1} \sim 6 \cdot 10^{-9}$ с. Характерное время процесса диссоциативной рекомбинации (5.2.12), оцениваемое выражением $\tau_r \sim (\beta_r \cdot n_e)^{-1} \sim 10^{-9}$ с.

Такого же порядка оказывается характерное время процесса (5.2.13), для оценки которого можно воспользоваться значением $k_4 \approx 10^{-32}$ см⁶/с [166]. На основании результатов выполненных выше оценок можно заключить, что за время импульса в разряде успевают установиться квазистационарные условия. В соответствии с этими условиями квазистационарное значение концентрации заряженных частиц определяется балансом между процессами ионизации атомов электронным ударом (5.2.10) и диссоциативной рекомбинации электронов и молекулярных ионов (5.2.11), а квазистационарное значение концентрации димеров Ar_2 устанавливается в результате баланса процессов (5.2.13) и (5.2.14). При этом, поскольку характерное время процесса (5.2.2) является максимальным по отношению к характерным временам других процессов, определяющих

механизм образования димеров, легко показать, что квазистационарное значение концентрации димеров n_d в рассматриваемых условиях может быть выражено в следующем виде [165]:

$$n_d = \alpha_{\tau} n_e^2 \tau_d \sim 3,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3},$$

где $\tau_d \approx 3,2$ нс - время спонтанного излучения димерной молекулы в триплетном состоянии. Следует отметить, что приведенные расчеты носят качественный характер. Более детальный анализ решения уравнений баланса для основных компонент плазмы в разряде можно получить на основе решения кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ.

Начиная с некоторого критического напряжения (зависящего от давления), переход к искровому каналу не наблюдается при вкладываемой энергии ≤ 1 Дж. Более того, варьируя пробойным напряжением, удается в определенных пределах регулировать параметры плазмы СДР. Удельная мощность энергозклада в сильноточный диффузный разряд составляет $\sim 10^7$ Вт/см³. Эти особенности СДР в сочетании с малой индуктивностью (по сравнению с искровым каналом) дают возможность создания импульсных тиратронов и коммутаторов тока, работающих в режимах горения СДР.

Таким образом, на основе экспериментальных данных и теоретических оценок изучено развитие объемного разряда в Ar атмосферного давления при больших перенапряжениях и удельных энергозкладах. При перенапряжениях более 100% формируется сильноточный диффузный разряд (СДР) с удельной мощностью $\sim 10^7$ Вт/см³, плотностью тока $\sim 10^3$ – 10^4 А/см², концентрацией электронов $\sim 10^{17}$ см⁻³ и температурой ~ 1 эВ. Основным механизмом ионизации является ступенчатая ионизация, а каналом гибели электронов - диссоциативная рекомбинация [167].

В условиях интенсивной предварительной ионизации горение объемного разряда ограничивает катодное пятно, с образованием которого ток разряда резко возрастает. Данное обстоятельство хорошо подтверждается как результатами исследования электронно-оптических характеристик с

использованием ФЭР-2 (см. рис.3.2.3, рис.3.2.10), так и наличием в спектре излучения плазменного факела на катоде линий паров материала вещества электродов.

Анализ экспериментальных результатов перехода диффузного ОР в гелии в контрагированный разряд и в СДР показывают, что увеличение энерговклада в разряд приводит к контрагированию ОР в искровой канал при критическом значении отношения $E/p \approx 13$ кВ/атм·см (см. рис.3.2.5, фото 4).

С образованием катодного пятна спектр прикатодной плазмы характеризуется интенсивными линиями материала катода Al II 396,1 нм, 394,4 нм, 280,1 нм, 281,6 нм с высокими потенциалами возбуждения и интенсивным континуумом в диапазоне 260-360 нм. Линии ионов алюминия регистрируются одновременно с началом резкого роста тока и достигают максимального значения через 20-30 нс (см. рис.5.2.3).

Например, уменьшение в аргоне интенсивности спектра излучения через 30 нс является следствием уменьшения температуры плазмы катодного пятна уже на ранних стадиях его формирования [168]. Непосредственное измерение температуры и плотности в момент образования катодного пятна невозможно, но косвенные оценки можно сделать по значениям этих параметров на более поздних стадиях.

Через 30 нс с начала резкого роста тока штарковская полуширина линии аргона 480,6 нм составляет 0,5-0,6 нм, а линии 422,8 нм $\approx 0,5$ нм. Эти значения полуширин соответствуют плотности электронов $\sim 10^{19}$ см⁻³, а через 20 нс концентрация уменьшается до значения $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Полуширина $\Delta\lambda_{0,5}$ линии ArII 480,6 нм, измеренная при токе $I=600$ А ($t=300$ нс) оказалось равной 0,42 нм, тогда с учетом ударной электронной полуширины ω , найденной для $T=36000$ К из таблицы Грима [169], плотность электронов равна

$$n_e \approx \frac{\Delta\lambda_{0,5} \cdot 10^{16}}{2 \cdot \omega} \approx 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

для линии ArII 422,8 нм $\Delta\lambda_{0,5} = 0,24$ нм, соответственно

$$n_e \approx \frac{2,4 \cdot 10^{16}}{2,5;6 \cdot 10^{-3}} \approx 2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

Таким образом, плотности, определенные по полуширинам различных линий, оказались близкими. Температура катодного факела, оцененная по относительной интенсивности спектральных линий аргона через 30-40 нс составляет 4-5 эВ. С образованием катодного пятна формируется тонкий диффузный канал, привязанный к катодному пятну, вдоль которого в последующем прорастает яркий искровой канал. Температура же электронов диффузного канала, привязанного к катодному пятну составляет ~1-2 эВ. Через 30-40 нс катодный факел начинает вытягиваться по внешнему полю и принимает форму вытянутого эллипса и от катодного пятна вглубь промежутка прорастает искровой канал.

Система щелей в сочетании со скоростным ФЭУ, а так же динамические картины свечения промежутка, полученные с помощью ЭОП, позволили регистрировать временной ход свечения приэлектродных областей и определить скорость расширения катодного пятна. Были получены результаты, относящиеся к стадии разлета плазмы, скорость которого равна на начальном этапе $2 \cdot 10^6$ см/с. Уменьшение интенсивности ионных спектральных линий материала катода свидетельствует об уменьшении температуры плазмы КП на стадии расширения. На основе описанных выше результатов дано объяснение природе возникновения диффузных каналов, привязанных к катодным пятнам, приводящих в конечном итоге к зажиганию необычной формы разряда - СДР.

Выводы к главе 5.

На основании полученных результатов исследования можно сделать следующие выводы:

1. Детально исследован механизм зажигания в инертных газах (*He*, *Ar*) атмосферного давления в условиях предварительно ионизованной газовой среды необычной формы разряда с объемным протеканием тока – сильноточный диффузный режим (СДР), в котором практически отсутствует контракция. Характерные параметры СДР составляют: в гелии (удельная мощность $\sim 10^6$ Вт/см³, плотность тока $\sim 10^2$ – 10^3 А/см², концентрация электронов $\sim 10^{16}$ см⁻³ и температура ~ 1 - 2 эВ), в аргоне (удельная мощность энерговклада $\sim 10^7$ Вт/см³, плотность тока $\sim 10^3$ – 10^4 А/см², концентрация электронов $\sim 10^{17}$ см⁻³ и температура ~ 1 эВ).

2. Показано, что варьируя пробойным напряжением, удастся в определенных пределах регулировать параметры плазмы СДР. Эти особенности СДР в сочетании с малой индуктивностью (по сравнению с искровым каналом) дают возможность создания импульсных тиратронов и коммутаторов тока, работающих в режимах горения СДР.

3. Исследован спектральный состав прикатодной плазмы. Показано, что с увеличением величины приведенной напряженности электрического поля E/p интенсивности излучения в спектральных линиях увеличивается и пары металла электродов, как легкоионизируемая компонента в парогазовых смесях высокого давления, расконтрагирует разряд и позволяет получать объемный газовый разряд при давлениях, значительно превышающих атмосферное.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении диссертации сформулированы основные результаты и выводы работы:

1. Выполнено комплексное исследование, с применением современных времяразрешенных методов диагностики, особенностей формирования и развития импульсного разряда в инертных газах (*He*, *Ar*) атмосферного давления в условиях предварительной ионизации газа. Развита физическая картина о механизме пробоя газов высокого давления на начальных стадиях, что важно для улучшения характеристик различных устройств, работа которых связана с использованием пробоя газовых промежутков.

2. Изучен временной характер формирования и развития спектрального состава излучения как из объема, так и приэлектродной плазмы самостоятельных объемных разрядов в гелии и аргоне, как в режиме однородного горения, так и на сильноточных стадиях и выявлены наиболее интенсивные атомарные и ионные спектральные линии, возбуждаемые в плазме. Показано, что на стадии перехода от объемного режима горения в неустойчивый режим (контракция) возрастает интенсивности этих линий.

3. Разработана двумерная модель формирования импульсного объемного разряда, в инертных газах высокого давления, учитывающая нелокальную зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности электрического поля. Исследовано влияние начальных параметров на особенности формирования разряда. Показано, что формирование объемного разряда происходит в процессе развития одной катодонаправленной волны ионизации, а наличие микронеоднородностей на поверхности катода могут быть причиной формирования СДР. Установлено, что введение нелокальных поправок приводит к увеличению скорости волны ионизации, а основные характеристики разряда изменяются незначительно и с приемлемой точностью могут рассчитываться в рамках локального подхода.

4. Впервые выполнен качественный анализ кинетики формирования

оптического излучения прикатодной плазмы самостоятельных разрядов в инертных газах (*He, Ar*), позволяющий определить механизм контракции объемных разрядов в искровой канал. Показано, что в процессе перехода объемного разряда в искровой канал и в сильноточный диффузный режим, в спектре прикатодной плазмы зажигаются новые линии материала вещества электродов. Изучено влияние перенапряжения на интенсивность (в отн. ед.) спектра излучения прикатодной плазмы (линий материала вещества катода).

5. Выполнено комплексное экспериментальное исследование формирования ударных волн в газах высокого давления с наносекундным временным разрешением. Экспериментально и расчетами показано, что разлет плазмы катодного пятна носит адиабатический характер, при этом плазма катодного пятна охлаждается с характерным временем $\sim 10^{-8}$ с и имеет характерный начальный размер взрывоэмиссионного центра $\sim 10^{-6}$ м. Ударная волна, распространяющаяся вдоль направления электрического поля, является дополнительным источником нагрева газа в предискровом диффузном канале.

6. Получены результаты детального исследования механизма зажигания в инертных газах (*He, Ar*) атмосферного давления в условиях предварительно ионизированной газовой среды необычной формы разряда с объемным протеканием тока – сильноточный диффузный режим (СДР), в котором практически отсутствует контракция. Характерные параметры СДР составляют: в гелии (удельная мощность $\sim 10^6$ Вт/см³, плотность тока $\sim 10^2$ – 10^3 А/см², концентрация электронов $\sim 10^{16}$ см⁻³ и температура ~ 1 - 2 эВ), в аргоне (удельная мощность энерговклада $\sim 10^7$ Вт/см³, плотность тока $\sim 10^3$ – 10^4 А/см², концентрация электронов $\sim 10^{17}$ см⁻³ и температура ~ 1 эВ). Показано, что варьируя пробойным напряжением, удастся в определенных пределах регулировать параметры плазмы СДР. Эти особенности СДР в сочетании с малой индуктивностью (по сравнению с искровым каналом) дают возможность создания импульсных тиратронов и коммутаторов тока, работающих в режимах горения СДР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Doran, A.A. The development of a Townsend discharge in N_2 up to breakdown investigated by image converter, intensifier and photomultiplier techniques / A.A. Doran // Z. Phys. - 1968. -V.208. - P. 427
2. Kurbanismailov, V.S. Expansion of the cathode spot and generation of shock waves in the plasma of a volume discharge in atmospheric-pressure helium / Omarov, O.A., Kurbanismailov, V.S., Arslanbekov, M.A., Gadzhiev, M.K., Ragimkhanov, G.B., Al-Shatravi, A.J.G. // Plasma Physics Reports. – 2012. – Vol. 38. –Is. 1.- P. 22-28.
3. Курбанисмаилов, В.С. Особенности формирования ионизационных волн на начальных стадиях импульсного пробоя в инертных газах высокого давления / В.С. Курбанисмаилов, М.В. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов //Успехи прикладной физики. -2013. -Т.1, № 6. - С.712 -718.
4. Райзер, Ю.П. Самоподдерживающиеся колебания в слаботочном разряде с полупроводником в роли катода и балластного сопротивления / Ю.П. Райзер, Е.Л. Гуревич, М.С. Мокров // ЖТФ. -2006. -Vol. 76. - P. 40–51.
5. Тарасенко, В.Ф. Динамика ионизационных процессов в азоте, воздухе и SF_6 высокого давления при субнаносекундном пробое, инициируемом убегаящими электронами / В.Ф. Тарасенко, Д.В. Белоплов, М.И. Ломаев //Физика плазмы. -2015. -Т. 41, № 10. - С. 902-917.
6. Королев, Ю.Д.Субнаносекундные процессы в стадии формирования пробоя в газе при высоком давлении / Ю.Д. Королев, Н.М. Быков, С.Н. Иванов. //Физика плазмы. -2008. -Т. 34, № 12. - С. 1104-1109.
7. Иванов, С.Н. Коммутационные характеристики азота в импульсном режиме в субнаносекундном диапазоне времен / С.Н. Иванов, К.А. Шарыпов //Письма в Журнал технической физики. -2016. -Т. 42, №5. - С. 102-110.

8. Арефьев, А.С. Влияние типа катода на динамические характеристики волн ионизации / А.С. Арефьев, Ю.А. Юдаев // Письма в Журнал технической физики. -1998. - Т. 24.- №13. - С. 39-42.
9. Елисеев, С.И. Моделирование импульсного пробоя в гелии с использованием адаптивных методов / С.И. Елисеев, В.И. Демидов, А.С. Чирцов, В.И. Колобов, А.А. Кудрявцев, Е.А. Богданов // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. -2014. -№ 5 . - С. 139-146.
10. Соловьев, В.Р. Механизм остановки стримера в поверхностном барьерном разряде / В.Р. Соловьев, В.М. Кривцов // Физика плазмы. - 2014. -Т. 40, -№ 1. - С. 77-89.
11. Базелян, Э.М. Искровой разряд / Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер. М.: Изд-во МФТИ. 1997.
12. Li, Chao. Spatially Hybrid Computations for Streamer Discharges with Generic Features of Pulled Fronts: I. Planar Fronts / Chao Li, Ute Ebert, Willem Hundsdorfer // Journal of Computational Physics. -2010. -229(1). - P. 200–220.
13. Савельева, Л.А. Причины ветвления положительного стримера в неоднородном поле / Л.А. Савельева, А.В. Самусенко, Ю.К. Стишков // Электронная обработка материалов. -2013. -Т. 49, №2. - С.36–47.
14. Петер, Г. Электронные лавины и пробой в газах / Петер Г. -М.: Мир. 1968. - 390 с.
15. Бройтман, А.П. Плазменная модель электрического пробоя газов высокого давления. / А.П. Бройтман, О.А. Омаров, А.А. Рухадзе, С.А. Решетняк // Препринт ФИАН СССР. М., 1984. №.197. 54 с.
16. Омаров, О.А. Импульсные разряды в газах высокого давления / О.А. Омаров - Махачкала: Юпитер, 2001.
17. Энциклопедия низкотемпературной плазмы /Под ред. акад. В.Е. Фортова. М.: Наука. -2000. -Т. IV. -Гл. 7.2. - 7.6.

18. Омаров, О.А. О плазменном механизме развития начальных стадий пробоя газов / О.А. Омаров, А.А. Рухадзе // Журнал технической физики. -2011. - Т. 81, Вып.7. - С43-48.
19. Иванов, С.Н. Динамика формирования импульсного электрического пробоя сильноперенапряженных газовых промежутков в субнаносекундном диапазоне / С.Н. Иванов // ДАН. - 2004. -Т. 399, № 4. - С. 472–476.
20. Иванов, С.Н. Электронно-оптические исследования начальной фазы субнаносекундного импульсного электрического пробоя газовых промежутков / С.Н. Иванов, В.В. Лисенков, В.Г. Шпак // ЖТФ. - 2008. - Т.78.- Вып. 9. - С. 62–68.
21. Иванов, С.Н. Динамика развития субнаносекундного импульсного электрического пробоя газовых промежутков в случае равномерной предионизации газа / С.Н. Иванов, В.В. Лисенков // Журнал технической физики. - 2010. - Т. 80.- Вып. 1. - С.54-58.
22. Райзер, Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. -М.: Наука. 2009.736 с.
23. Коренюгин, Д.Г. Автоэмиссия катода как возможный фактор перехода стримерного канала в искровой / Д.Г. Коренюгин, А.М. Марциновский, К.Е. Орлов // Письма в ЖТФ. - 2009. -Т. 35.- Вып. 20. - С.34-40.
24. Месяц, Г.А. Эктон- лавина электронов из металла / Г.А. Месяц //УФН. -1995. -Т. 165, В. 6. - С. 602–626.
25. Василяк, Л.М. Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое / Л.М. Василяк, С В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцев, И.В. Филюгин //УФН. -1994. -Т. 163. - С. 263-286.
26. Стариковская, С.М. К вопросу о распределении энергии высоковольтного наносекундного разряда по внутренним степеням свободы газа / С.М. Стариковская // Физика плазмы. -1995. -Т. 21.-№6 - С. 541-547.
27. Амиров, Р.Х. Развитие наносекундного разряда в конической оболочке / Р.Х Амиров, Е.И. Асиновский, И.С. Самойлов // Теплофизика высоких температур. -1991. -Т. 29. -С. 833–839.

28. Penetrante, M. Non-Thermal Plasma Techniques for Pollution Control: Series G. V. 34A of NATO ASI. / Ed. by M. Penetrante, E. Shultheis. -Berlin: Springer. 1993.
29. Simek, M. Excitation of and states in a pulsed positive corona discharge in-and-no mixtures / M. Simek, V. Babicky, M. Clupek et al. // Ibid. -1998. -V. 31. - P. 2591.
30. Wu, C. Formation and propagation of streamers in N_2 and N_2 - SF_6 mixtures Simulation of long-streamer propagation in air at atmospheric pressure / C. Wu, E.E. Kunhardt // Phys. Rev. A. -1988. -V. 37. - P. 4396.
31. Alexandrov, N.L. Simulation of long-streamer propagation in air at atmospheric pressure / N.L. Alexandrov, E.M. Bazelyan // J. Phys. D. -1996. -V. 29. -P. 740.
32. Александров, Н.Л. Нарботка активных частиц в дымовых газах с помощью импульсной короны. / Н.Л. Александров, Э.М. Базелян, В.А. Васильев //Тезисы докл. XLII научн. конф. МФТИ «Современные проблемы фундаментальных прикладных наук». Долгопрудный, 1999. -Ч. 4. - С. 149.
33. Sigmond, R.S. The residual channel –Return strokes and secondary streamers / R.S. Sigmond // J. Appl. Phys. -1984. -V. 56, № 5. -P. 1355.
34. Stritzke, P. Spatial and temporal spectroscopy of a streamer discharge in nitrogen /P. Stritzke, I. Sander, H. Raether // J. Phys. D: Appl. Phys. -1977. -V. 10. - P. 2285.
35. Korolev, Yu.D. Subnanosecond processes in the stage of breakdown formation in gas at a high pressure. / Yu.D. Korolev, N.M. Bykov, S.N. Ivanov //Plasma Physics Reports. - 2008. - Т. 34.- № 12. С. 1022-1027.
36. Knijnik A. About possible mechanism of high efficient ozone generation in streamer discharges. / A. Knijnik, S. Korobtsev, B. Potapkin, D. Medvedev, V. Shiryayevski //DAN.- 1999.- V.365.- № 3.- P. 336.
37. Панчешный, С.В. Динамика разряда и наработка активных частиц в катодонаправленном стримере / С.В. Панчешный, С.В. Собакин, С.М. Стариковская, А.Ю. Стариковский //Физика плазмы. -2000. - Т.26, № 12. - С. 1-13.

38. Arrayas M. Spontaneous branching of anode-directed streamers between planer electrodes / M. Arrayas, U. Ebert, W. Hundsdorfer // *Phys. Rev. Lett.* -2002. -Vol. 88, N 17. - P. 174502–1–174502–4.
39. Kulikovskiy A.A. A Comment on the Letter by Manuel Arrayás, Ute Ebert, and Willem Hundsdorfer / A.A. Kulikovskiy // *Phys. Rev. Lett.* -2002. -Vol. 89, N 22. - P. 229401 (1).
40. Kunhard E.E. Stochastic development of an electron avalanche / E.E. Kunhard, Y. Tzng, J.P. Boeuf // *Phys. Rev. A.* -1986. -Vol. 37, N 1. - P. 440–449.
41. Ткачев, А.Н. О механизме убегания электронов в газе. Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда / А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко // *Письма в ЖЭТФ.* - 2003. -Т. 77.- Вып. 5. - С. 264–269.
42. Ткачев, А.Н. Моделирование электронной лавины в гелии / А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко // *Журнал технической физики.* -2004. -Т. 74, Вып. 3. - С.91-97.
43. Репьев, А.Г. Самоподобная пространственная структура бесстримерного разряда наносекундного диапазона / А.Г. Репьев, П.Б. Репин, В.С. Покровский // *ЖТФ.* -2007. -Т. 77, Вып. 1. - С. 56–62.
44. Baksht, E.Kh. Runaway-electron-preionized diffuse discharge at atmospheric pressure and its application / E.Kh. Baksht, A.G. Burachenko, I.D. Kostyrya, M.I. Lomaev, D.V. Rybka, M.A. Shulepov, V.F. Tarasenko // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* - 2009. -Vol. 42. - P. 185 201.
45. Алексеев, С.Б. О формировании пучка электронов в гелии при повышенном давлении / С.Б. Алексеев, В.П. Губанов, В.М. Орловский, В.Ф. Тарасенко // *Письма в ЖТФ.* - 2004. - Т. 30.- В. 20. - С. 45-53
46. Алексеев, С.Б. Объемный импульсный разряд в неоднородном электрическом поле при высоком давлении и коротком фронте импульса напряжения /С.Б. Алексеев, В.П. Губанов, И.Д. Костыря, В.М. Орловский, В.С. Скакун, В.Ф. Тарасенко // *Квантовая электроника.* - 2004. -Т.34, № 11. - С.1007-1010.

- 47.Месяц, Г.А. Пикосекундные пучки убегающих электронов в воздухе / Г.А. Месяц, М.И. Яландин, А.Г. Реутова, К.А. Шарыпов, В.Г. Шпак //Физика плазмы. -2012. - Т. 38, № 1. - С. 34.
- 48.Орловский, В.М. Лазер на двуокиси углерода с разрядом, инициируемым пучком электронов в рабочей смеси лазера с давлением до 5 атм. / В.М. Орловский, С.Б. Алексеев, В.Ф.Тарасенко //Квантовая электроника. -2011. - Т. 41, № 11. - С. 1033–1036.
- 49.Тарасенко, В.Ф. Изгибы на искровых лидерах при наносекундных разрядах в газах повышенного давления / В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, М.В. Ерофеев, М.И. Ломаев //Журнал технической физики. -2014. -Т.84, В.4. - С.26-30.
- 50.Tarasenko, V.F. Runaway electrons preionized diffuse discharges / Ed. V.F. Tarasenko. NY: Nova Science Publishers, Inc., 2014. -598 p.
- 51.Сорокин, Д.А. Определение плотности и температуры электронов, а также приведенной напряженности электрического поля в плазме высоковольтного наносекундного разряда в азоте атмосферного давления, инициируемого пучком убегающих электронов / Д.А. Сорокин, М.И. Ломаев, Т.И. Банюкина, В.Ф. Тарасенко // ЖТФ. - 2014. - Т. 84, В 8. - С. 13-20.
- 52.Карелин, В.И. Формирование микроструктуры высоковольтных наносекундных диффузных разрядов в резко неоднородной геометрии / В.И. Карелин, А.А. Тренькин // ЖТФ. - 2008. -Т. 78, В. 3. - С. 29–35.
- 53.Перминов, А.В. Микроструктура токовых каналов наносекундного искрового разряда в воздухе атмосферного давления в однородном и резко неоднородном электрических полях / А.В. Перминов, А.А. Тренькин //ЖТФ. -2005. - Т. 75, В. 9. - С. 52–55.
- 54.Ерофеев, М.В. Условия равномерного воздействия на анод плазмы импульсного диффузного разряда, формируемого за счет убегающих электронов / М.В. Ерофеев, Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, В.Ф. Тарасенко //Журнал технической физики. - 2015. - Т.85, В. 9. - С.56-61.

- 55.Тарасенко, В.Ф. Диффузные разряды, формируемые за счет предыонизации убегающими электронами, и их применение / В.Ф. Тарасенко, М.В. Ерофеев, М.И. Ломаев, М.А. Шулепов // Известия высших учебных заведений. Физика. -2015. - Т. 58, № 2. - С. 247-252.
- 56.Суворов, Д.В. Влияние индуктивности разрядного контура и площади электродов на параметры объемного разряда / Д.В. Суворов, В.А. Коротченко // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. - 2007. - № 22. - С. 79-81.
- 57.Тренькин, А.А. Экспериментальные исследования начальной стадии разряда наносекундного диапазона в воздухе атмосферного давления / А.А. Тренькин, В.И. Карелин, Ю.М. Шибитов // Известия высших учебных заведений. Физика. - 2014. - Т. 57, № 12. - С. 284-288.
- 58.Yatom, S. Plasma density evolution during nanosecond discharge in hydrogen gas at $(1-3) \times 10^5$ Pa pressure/ S. Yatom and Y. E. Krasik, //J. Phys. D: Appl. Phys.- 2014.-Vol.47. - P.215202.
- 59.Хомич, В.Ю. Образование плазменных неоднородностей и поиск возможностей их полного подавления в объемном самостоятельном разряде /В.Ю. Хомич, В.А. Ямщиков // Прикладная физика. -2011. -№ 1. - С. 43-51.
- 60.Трусов, К.К. О связи коэффициента заполнения межэлектродного промежутка искровыми каналами с током импульсного многоканального скользящего разряда в Ne, Ar и Xe / К.К. Трусов // Физика плазмы. -2014. - Т. 40, № 9. - С. 842-856.
- 61.Dmitry Levko. Influence of field emission on the propagation of cylindrical fast ionization wave in atmospheric-pressure nitrogen. /Dmitry Levko and Laxminarayan L. Raja. // Journal of applied physics. 2016. Vol.119, P.153301.
- 62.Бохан, П.А. Генерация высоковольтных импульсов с субнаносекундным фронтом нарастания в "открытом разряде". Механизм коммутации /П.А. Бохан, П.П. Гугин, Д.Э. Закревский, М.А. Лаврухин //Журнал технической физики. - 2015. - Т. 85, № 10. - С. 58-63.

63. Белоплов, Д.В. Динамика свечения плазмы разряда в азоте повышенного давления в момент пробоя промежутка с неоднородным распределением поля / Д.В. Белоплов, М.И. Ломаев, Д.А. Сорокин, В.Ф. Тарасенко // Известия высших учебных заведений. Физика. - 2014. - Т. 57, № 12. - С. 126-130.
64. Kurbanismailov, V.S., About the uniformity and the stability of a volume discharge in helium in near-atmospheric pressure// Kurbanismailov, V.S., Omarov, O.A., Ragimkhanov, A.A. Aliverdiev // Acta Polytechnica.- 2015.- Vol.55.- №4.- P.237-241.
65. Богомаз, А.А. Эрозия электродов в импульсной дуге с амплитудой тока выше 100 кА / А.А. Богомаз, А.В. Будин, В.А. Коликов и др. // ДАН. - 2003. - Т. 388, Вып. 1. - С. 37-40.
66. Репин, П.Б. Об эрозии катода при амплитуде разрядного тока свыше 100 кА / П.Б. Репин, Н.В. Егоров // Журнал технической физики. - 2015.- Т.85.- В.2. - С.48-54.
67. Mesyats, G.A. Pulsed gas lasers / G.A. Mesyats, V.V. Osipov, V.F. Tarasenko. - Washington: SPIE Press, 1995.
68. Аполлонов, В.В. Самоиницирующийся объемный разряд в нецепных НФ-лазерах на смесях SF₆ с углеводородами / В.В. Аполлонов, А.А. Белевцев, С.Ю. Казанцев, А.В. Сейфулин, К.Н. Фирсов // Квантовая электроника. -2000. -Т.30 - С.207-214.
69. Бабич, Л.П. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов / Л.П. Бабич, Т.В. Лойко, В.А. Цукерман // УФН. -1990. - Т.160, В.7. - С.49-82.
70. Тарасенко, В.Ф. Получение мощных электронных пучков в плотных газах / В.Ф. Тарасенко, С.И. Яковленко, В.М. Орловский, А.Н. Ткачев, С.А. Шунайлов // Письма в ЖЭТФ. -2003. -№.77. - С.737-742.

71. Tarasenko, V.F. On formation of subnanosecond electron beams in air under atmospheric pressure / V.F. Tarasenko, V.S. Skakun, I.D. Kostyrya, S.B. Alekseev, V.M. Orlovskii // Laser Part. Beam. - 2004. - Т.22. - С.75.
72. Тренькин, А.А. Численное моделирование динамики формирования микроструктуры токовых каналов атмосферных наносекундных разрядов в однородном электрическом поле / А.А. Тренькин. // Журнал технической физики. -2010. -Т.80, В.8. -С.71-74.
73. Курбанисмаилов, В.С. Особенности формирования спектра излучения паров материала электродов в объемном разряде гелия / В.С.Курбанисмаилов, Н.А. Ашурбеков, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.Х. Гаджиев // VII international Conference Atomic and Molecular Pulsed Lasers AMPL-2003. -Tomsk, 2003.
74. Курбанисмаилов, В.С. Особенности контракции объемного разряда в He атмосферного давления / В.С.Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Х.М. Абакарова, А.А. Али Рафид // Вестник ДГУ. - 2013. - № 6. - С. 38-46.
75. Курбанисмаилов, В.С. Импульсный разряд в парогазовых смесях гелия высокого давления / В.С.Курбанисмаилов, Н.А. Ашурбеков, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.Х. Гаджиев. // Прикладная физика. -2004. -№3. - С.41-46.
76. Гавриш, С.В. Контроль теплофизических и излучательных характеристик импульсного разряда в парах щелочных металлов оптико-спектральными методами / С.В.Гавриш, Е.В. Колобова, В.В. Логинов, Д.В. Шерстнев // Контроль. Диагностика. -2011. -№ 12. - С. 39-44.
77. Костыря, И.Д. Оптические свойства плазмы при объемном наносекундном разряде атмосферного давления в неоднородном электрическом поле / И.Д. Костыря, В.С. Скакун, В.Ф. Тарасенко, А.В. Феденев // Журнал технической физики. - 2004. -Т. 74, № 8. - С. 35-40.
78. Малинина, А.А. Оптические характеристики и параметры газоразрядной плазмы на смеси паров дибромида ртути и аргона / А.А. Малинина, А.Н. Малинин // Физика плазмы. -2015. - Т. 41, № 3. - С. 307-316.

79. Курбанисмаилов, В.С. Импульсный объемный разряд в гелии при высоких перенапряжениях / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Х.М. Абакарова, Аббас Али Али Рафид // Успехи прикладной физики. -2015. -Т.3, №2. - С.154-161.
80. Рыбка, Д.В. Мощный источник спонтанного излучения в области 200/ 350 нм, возбуждаемый однополярным импульсом тока / Д.В. Рыбка, Е.Х. Бакшт, М.И. Ломаев, А.Н. Панченко, В.Ф. Тарасенко, М. Кришнан, Д. Томпсон // Письма в Журнал технической физики. - 2005. -Т. 31, № 10. - С. 70-75.
81. Шуайбов, А.К. Эмиссионные характеристики импульсного емкостного разряда на смесях гелия и неона с молекулами йода / А.К. Шуайбов, А.Й. Миня, З.Т. Гомоки, Г.Е. Ласлов // Журнал технической физики. -2009. -Т. 79, № 1. - С. 147-151.
82. Елистратов, Е.А. Измерение параметров импульсного объемного разряда наносекундной длительности в воздухе атмосферного давления / Е.А. Елистратов, А.П. Кузнецов, С.П. Масленников, А.А. Протасов, Э.Я. Школьников // Письма в Журнал технической физики. - 2012. -Т. 38, № 17. - С. 31-38.
83. Шуайбов, А.К. Излучательные характеристики наносекундного разряда в воде с электродами на основе алюминия / А.К. Шуайбов, А.И. Миня, З.Т. Гомоки, Я.Ю. Козак. // Теплофизика высоких температур. - 2014. - Т. 52, № 3. - С. 469-472.
84. Бакшт, Ф.Г. Особенности формирования непрерывного спектра излучения в видимой области в условиях импульсно-периодического разряда в цезии / Ф.Г. Бакшт, В.Б. Каплан, В.Ф. Лапшин, А.М. Марциновский // Письма в Журнал технической физики. - 2009. -Т. 35, № 23. - С. 17-22.
85. Ерофеев, М.В. Изучение объемного разряда в галогенидах инертных газов без источника предыонизации / М.В. Ерофеев, В.Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. - 2008. -Т. 38, № 4. - С. 401-403.

86. Демьянов, А.В. Экспериментальные и теоретические исследования излучательных и разрядных характеристик импульсного разряда в чистом Ar высокого давления / А.В. Демьянов, Д. Л. // Физика плазмы. - 2004. - Т.30, № 12. - С. 1130-1138.
87. Kurbanismailov, V.S. Volume discharge in Helium nearby atmospheric pressure / V.S. Kurbanismailov, O.A. Omarov, G.B. Ragimhanov, and A.A. Aliverdiev // Plasma Physics and Technology. -2014.-V. 1, №. 1. - P. 28-29.
88. Герасимов, Г.Н. ВУФ спектр барьерного разряда в смеси криптона и ксенона / Г.Н. Герасимов, Р. Халлин, Б.Е. Крылов // Оптика и спектроскопия. - 2000.- Т.88, №6. - С. 897-902
89. Герасимов, Г.Н. Механизм генерации стимулированного ВУФ-излучения димера Хе*Кг в капиллярном разряде постоянного тока / Г.Н. Герасимов, Б.Е. Крылов, R. Hallin, A. Arnesen // Оптический журнал. -2007. -Т.74, № 9. - С.3-10.
90. Герасимов, Г.Н. Излучение в аргоне и криптоне на длине волны 147 нм при возбуждении диффузным разрядом, инициируемым убегаящими электронами / Г.Н. Герасимов, Б.Е. Крылов, М.И. Ломаев, Д.В. Рыбка, В.Ф. Тарасенко // Квантовая электроника. -2010. -Т. 40, № 3. - С. 241-245.
91. Кузнецов, А.П. Измерение параметров импульсных объемных разрядов в воздушной среде атмосферного давления методами эмиссионной спектроскопии и лазерной интерферометрии / А.П. Кузнецов, Е.А. Елистратов, Д.С. Кошкин, А.В. Михайлюк, А.А. Протасов // Приборы и техника эксперимента. -2015. -№ 5. - С. 80-90.
92. Шахатов, В.А. Диагностика возбужденных частиц в водородной плазме (обзор) Часть I. Спектральный состав излучения, электронные состояния и излучательные характеристики частиц плазмы / В.А. Шахатов, Ю.А. Лебед // Успехи прикладной физики. -2014. -Том 2,. № 6. - С.571-594.

93. Бабич, Л.П. Роль ускорительных процессов в формировании наносекундных разрядов в плотных газах /Л.П. Бабич, И.А. Березнин, Т.В. Лойко, М.Д. Тарасов // Изв. вузов. Радиофизика. -1982. - Т. 25, Вып. 10. - С. 1131– 1137.
94. Сорокин, Д.А. Концентрация и температура электронов в плазме диффузного разряда, формируемого при высоких перенапряжениях в плотных газах /Д.А. Сорокин, М.И. Ломаев, К.Ю. Кривоногова // Изв. ТПУ. -2010. -Т. 316, № 2. - С. 80–85.
95. Yatom, S. Spectroscopic study of plasma evolution in runaway nanosecond atmospheric-pressure He discharges /S. Yatom, E. Stambulchik, V. Vekselman, Ya.E. Krasik // Phys. Rev. E. -2013. -Vol. 88, 013107. - P. 1–11
96. Сорокин, Д.А. Определение плотности и температуры электронов, а также приведенной напряженности электрического поля в плазме высоковольтного наносекундного разряда в азоте атмосферного давления, инициируемого пучком убегających электронов /Д.А. Сорокин, М.И. Ломаев, Т.И. Банюкина, В.Ф. Тарасенко // Журнал технической физики. -2014. -Т.84, Вып. 8. -С.13-20.
97. Баранов, В.Ю. Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов / В.Ю. Баранов, В.М. Борисов, Ю.Ю. Степанов.-М.: Энергоатомиздат, 1988.
98. Krompholz, H.G. Phenomenology of Subnanosecond Gas Discharges at pressures below one atmosphere / H.G Krompholz., L.L. Hatfield, A.A. Neuber, K.P. Kohl, J.E. Chaparro, Ryu Han Yong // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2006. – V. 34, – № 3. – P. 927–936.
99. Бабич, Л.П. Взрывная эмиссия электронов в наносекундных газовых разрядах /Л.П. Бабич, Т.В. Лойко, Л.В. Тарасова, Р.С. Чикина //ЖТФ. – 1977. – Т.47. - С.195-201.
100. Осипов, В.В. Самостоятельный объемный разряд / В.В. Осипов // УФН. - 2000. -Т.170, №3. - С.225-245.
101. Осипов, В.В. Формирование самостоятельного объемного газового разряда / В.В. Осипов, В.В. Лисенко // ЖТФ. -2000. - Т.70, №10. - С.27-33.

102. Курбанисмаилов, В.С. Формирование катодного слоя самостоятельного объемного разряда в гелии / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Н.А. Ашурбеков, Э.И. Абдурагимов // Изв. вузов. Сев. – Кав. регион. Естеств. науки. -2002. -№4. - С.31-36.
103. Козырев, А.В. Регулярное расположение пятен на катоде в несамостоятельном объемном разряде / А.В.Козырев, Ю.Д. Королев // Физика плазмы. -1983. -Т. 9.- Вып. 4. - С. 864-868.
104. Королев, Ю.Д. Физика импульсного пробоя /Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц. - М.: Наука, 1991. 224с.
105. Бычков, Ю.И. Объемные разряды, применяемые для накачки эксимерных лазеров / Ю.И. Бычков, Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц, и др. В кн.: Лазерные системы. - Новосибирск: Наука, 1980. С.14-29.
106. Бычков, Ю.И. Исследование разряда в смеси газов CO_2 , N_2 , He при высоком давлении / Ю.И. Бычков, В.В. Осипов, В.В. Савин // ЖТФ. -1976. - Т.46, Вып.7. - С.1444-1448.
107. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде / Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц -Новосибирск: Наука, 1982, 255 с.
108. Курбанисмаилов, В.С. О пространственно временной динамике развития импульсного разряда в предварительно ионизированной газовой среде / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Х.М. Абакарова, И.Г. Рамазанов // Вестник ДГУ. -2017. -№ 1. - С. 19-29.
109. Курбанисмаилов, В.С. Формирование ударных волн при взрывных процессах на катоде во внешнем магнитном поле / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.Х. Гаджиев, М.В. Курбанисмаилов //Вестник ДГУ. - 2012. - В.6. - С.5-16.
110. Королев, Ю.Д. Автоэмиссионные процессы и переход от тлеющего разряда к дуговому / Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц // Журнал технической физики. -1993. Т.57. -№1. - С.58-64.

111. Быков, Ю.И. Инжекционная газовая электроника / Ю.И. Быков, Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц -Новосибирск: Наука, 1982. 239с.
112. Курбанисмаилов, В.С. Особенности формирования и развития начальных стадий импульсного пробоя в аргоне / В.С. Курбанисмаилов, О.А.Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.Х. Гаджиев, М.Г. Баирханова, А. Дж. Катаа // Прикладная физика. - 2010. -№5. - С.56-64.
113. Birdsall, C.K. Particle-in-Cell Charged-Particle Simulations, Plus Monte Carlo Collisions With Neutral Atoms, PIC-MCC / C.K. Birdsall // IEEE Trans. Plasma Sci. -1991. -Vol.19, No.2 - P.65-85.
114. Kim, H.C. Particle and fluid simulations of low-temperature plasma discharges: benchmarks and kinetic effects / H.C. Kim, F.Iza, S. S. Yang, M. Radmilović-Radjenić and J. K. Lee // J. Phys. D: Appl. Phys. -2005. -V.38. -P. R283–R301.
115. Georghiou, G.E. Numerical modeling of atmospheric pressure gas discharges leading to plasma production / G.E. Georghiou, A.P. Papadakis, R. Morrow, and A.C. Metaxas //J. Phys. D: Appl. Phys. -2005. -V.38. - P. R303–R328.
116. Kushner, M.J. Modelling of microdischarge devices: plasma and gas dynamics //J. Phys. D: Appl. Phys. -2005. -Vol.38. - P.1633-1643.
117. Терешонок, Д.В. Исследование поверхностного тлеющего разряда для задач плазменной аэродинамики / Д.В. Терешонок // Письма в ЖТФ. -2014. - Т.40, В.3. - С.83-89.
118. Суржиков, С.Т. Физическая механика газовых разрядов / С.Т. Суржиков. - М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2006. 640с.
119. Смирнов Б.М. Свойства газового разряда – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010.
120. Kurbanismailov, V.S. The peculiarities of ultrasonic expansion of spark argon channel in the external longitudinal magnetic field / V.S. Kurbanismailov, O.A Omarov, M.A. Arslanbekov, G.B. Ragimkhanov, M.V. Kurbanismailov, R.A. Ali //Applied Physics. - 2013 – Is. 5. – P. 47-51.

121. Курбанисмаилов, В.С. К вопросу о характере контрагирования объемного разряда в гелии атмосферного давления / В.С.Курбанисмаилов, О.А. Омаров // ТВТ. -1995. –Т.33. -№3. - С.346-350.
122. Александров, А.Ф. Основы электродинамики плазмы / А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе. -М.: Высшая школа, 1978. 407 с.
123. Курбанисмаилов, В.С. Формирование и развитие искрового канала в инертных газах атмосферного давления / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Н.А. Ашурбеков, Г.Б. Рагимханов, М.Х. Гаджиев // Известия вузов. Северо-Кавказ. регион. Естеств. науки. -2006. -№4. - С.45-49.
124. Спитцер, Л. Физика полностью ионизованного газа / Л. Спитцер /Пер. с англ. Под ред. Левина М. Л. - М.: Мир, 1965.
125. Смирнов, Б.М. Свойства газоразрядной плазмы / Б.М. Смирнов. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. 363 с.
126. Лозанский, Э.Д. Теория искры / Э.Д. Лозанский, О.Б. Фирсов. -М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
127. Бабич, Л.П. Анализ нового механизма убегания электронов и рекордных токов убегающих электронов, достигнутых в разрядах в плотных газах /Л.П. Бабич //ЖТФ. – 2005 – Т.175. -№10.- С.195.
128. Курбанов, Э.Д. Исследования характеристик и структуры наносекундных импульсных разрядов в воздухе / Э.Д. Гурбанов, А.М. Гашимов, К.Б. Гурбанов, А.С. Бондяков, А.Я. Гусейнли. // Проблемы энергетики. -2006. - № 3-4.
129. Бохан, П.А. Исследование продольного импульсно-периодического разряда в парогазовых смесях высокого давления / П.А. Бохан, Д.Э. Закреевский // ЖТФ. -1997. -Т.67, №4. - С. 25-31.
130. Жуков, В.В. Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. II. Генерация на ионных переходах металлов / В.В. Жуков, В.С. Кучерев, Е.Л. Латуш, М.Ф. Сэм // Квантовая электроника. -1977. -Т.4, №6. - С.1257-1267.

131. Курбанисмаилов, В.С. Особенности формирования спектра излучения паров материала электродов в объемном разряде гелия /В.С. Курбанисмаилов, Н.А. Ашурбеков, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.Х. Гаджиев // International Conference Atomic and Molecular Pulsed Lasers AMPL-2003. Tomsk, 2003.
132. Бычков, Ю.И. Объемные разряды, применяемые для накачки эксимерных лазеров / Ю.И. Бычков, С.А. Ямпольская, А.Г. Ястремкая. // Физика плазмы. - 2013. -Т.39, №5. - С.435-447.
133. Козырев, А.В. Контракция объемного разряда, инициируемого ультрафиолетовым излучением в смесях Ar-SF₆ / А.В. Козырев, Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц, Ю.И. Новоселов, И.А. Шемякин // ЖТФ. -1981. -Т.51, Вып.9. - С.1817-1822.
134. Тарасенко, В.Ф. Диффузные разряды в неоднородном электрическом поле при повышенных давлениях, инициируемые убегающими электронами / В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, И.Д. Костыря, М.И. Ломаев, Д.В. Рыбка //Журнал технической физики. – 2010. – Т. 80.- Вып. 2. С.51-59.
135. Akishev Yu.S., Aponin G.I., Grushin M.E., Karal'nik V.B., Monich A.E., Pan'kin M. V. and Trushkin N.I. Development of a spark sustained by charging the stray capacitance of the external circuit in atmospheric-pressure nitrogen //Plasma Phys. Rep. -2007. Vol. 33. - P. 584–601.
136. Karelin V.I., Tren'kin A.A., Gorokhov V.V., Repin P.B. and Buranov S. N. //In Generation of Runaway Electrons and X-rays in Elevated-Pressure Gas Discharges, Ed. by V. F. Tarasenko. STT. Tomsk. -2015. - P. 4.
137. Perminov A. V. and Tren'kin A. A. Microstructure of the current channels in a nanosecond spark discharge in atmospheric-pressure air in uniform and highly nonuniform electric fields. // Tech. Phys. -2005. □ Vol. 50. № 9. -P. 1158-1161.
138. Karelin V.I. and Trenkin A.A. Self-Similar Spatial Structure of a Streamer-Free Nanosecond Discharge // Technical Physics. 2008. - Vol. 53. № 3. - P. 314–320.

139. Тренькин А.А., Карелин В.И. И Шибитов Ю. М. // Известия высших учебных заведений., Физика. -2014. - Vol. 57. - С. 284.
140. E. Kh. Bakshta, O. M. Blinovab, M. V. Erofeeva, V. I. Karelinb, V.S. Ripenkoa, V.F. Tarasenkoa, A.A. Trenkinb, Yu.M. Shibitovb, and M.A. Shulepova. Dynamics of the Spatial Structure of Pulsed Discharges in Dense Gases in Point Cathode–Plane Anode Gaps and Their Erosion Effect on the Plane Electrode Surface //Fizika Plazmy.- 2016.- Vol. 42, No. 9.- pp. 859–870.
141. Курбанисмаилов, В.С. Оптическое излучение импульсного объемного разряда в He высокого давления / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.А. Арсланбеков, Х.М. Абакарова, А.А. Али Рафид //Успехи прикладной физики. - 2014. -Т.2, № 3. -С. 234-242.
142. Курбанисмаилов, В.С. К вопросу о характере контрагирования объемного разряда в гелии атмосферного давления /В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров // ТВТ. -1995. -Т33, №3. -С.346-350.
143. Велихов, Е.П. Физические явления в газоразрядной плазме / Е.П. Велихов, А.С. Ковалев, А.Т. Рахимов. -М.: Наука, 1987.
144. Луковникова, М.П. Динамика процессов ускорения и испарения микрокапель в прикатодной области вакуумной дуги/ М.П. Луковникова // В сб.: Материалы Всероссийской конференции по ФНТП. Петрозаводск. - 2001. -Т.1. -С.178-180.
145. Месяц, Г.А. Взрывная электронная эмиссия / Г.А. Месяц. Издательство физико-математической литературы, 2011. 280с.
146. Курбанисмаилов, В.С. Сильноточная диффузная фаза импульсного объемного разряда в He атмосферного давления. / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров //УШ Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы: Тез. докл. Минск, 1991. Ч. 2. С. 85-86.
147. Козырев, А.В. Контракция объемного разряда, инициируемого ультрафиолетовым излучением / А.В. Козырев, Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц, Ю.И. Новоселов, И.А. Шемякин. -М.: Наука, 1987.-296 с.

148. Курбанисмаилов, В.С. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления / В.С. Курбанисмаилов, М.А. Арсланбеков, Али Дж. Аль - Шатрави, М.Х. Гаджиев, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов // Физика плазмы. -2012. -Т.37, №1. - С.1-8.
149. Chalmers, I.D., Duffy, H. Observation of the arc-forming stages of spark breakdown using an image intensifier and conveter / I.D. Chalmers, H. Duffy // J. Phys. D: Appl. Phys.-1971. -V.4. -P. 1302-1305.
150. Курбанисмаилов, В.С. Оптические характеристики плазмы импульсного разряда в He атмосферного давления /В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, А.З. Гаджиев, Н.О. Омарова // ЖПС. -1992. -Т.27. - С.456- 460.
151. Tarasenko, V.F. Super shortavalanche electron beamgenerat ion in gases / V.F. Tarasenko, E.H. Baksht, A.G. Burachenko, I.D. Kostyrya, M.F. Lomaev, D.V. Rybka // Laser and Particle Beams. -2008. -Vol.26. - №4. - P.605–617.
152. Курбанисмаилов, В.С. Формирование ударных волн при взрывных процессах на катоде с магнитным полем и без него / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, М.Б. Хачалов, Г.Б. Рагимханов, М.В. Курбанисмаилов //Инженерная физика. -2013. -№11. - С.47-59.
153. Месяц, Г.А. Импульсный электрический разряд в вакууме / Г.А.Месяц, Д.И. Проскуровский. -Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
154. Месяц, Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга / Г.А. Месяц. - М.: Наука, 2000. 424с.
155. Курбанисмаилов, В.С. Особенности формирования ударных волн в разрядной плазме при наличии магнитного поля / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Х.М. Абакарова, Али Рафид Аббас Али // Физика плазмы. - 2016. - Т.42. - №7. - С.1-13.
156. Зельдович, Я.В. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.В. Зельдович, Ю.П. Райзер. -М: Наука, 1966, 686с.

157. Хачалов, М.Б. Особенности формирования ударных волн при разряде в аргоне во внешнем магнитном поле / М.Б. Хачалов, Х.Г. Ахмедова // ТВТ. - 2007. -Т.45, №6. -С.957-960.
158. Зельдович, Я.Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику. / Я.Б. Зельдович – М.: 2012. – 187 с.
159. Месяц, Г.А. Импульсный наносекундный электрический разряд в газе / Г.А. Месяц, Ю.И. Бычков, В. В. Кремнев // Успехи физических наук. - 1972. - Т. 107, вып. 2. - С. 201-228.
160. Бугаев С. П. Взрывная эмиссия электронов / С. П. Бугаев, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский // Успехи физических наук. - 1975. - Т. 115, вып. 1. -С. 101 -120.
161. Varetto, E. The formation of smoll sparks / E. Varetto, H. Iurenka, S.I. Reynolds // J. Appl. Phys. -1977. -Vol.48, №.11. -P.4510-4520.
162. Биберман, Л.М. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы /Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. -М.: Наука. 1982. 387с.
163. Королев, Ю.Д. Исследование сильноточного диффузного разряда в аргоне Ю.Д. Королев, О.В. Коршунов, А.П. Хузеев, В.Ф. Чиннов, И.А. Шемякин //ТВТ. -1985. -Т.23, В5. -С. 853-857.
164. Kochler, H.A. Stimulated VUV emission in high-pressure xenon excited by high-current relativistic electron beams / H.A. Kochler, L.J. Ferderber, D.L. Redhead, P.J. Ebert // Appl. Phys. Lett. -1972. -Vol. 21, N. 5. -P. 198–200.
165. Елецкий, А.В. Физические процессы в газовых лазерах / А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов. - М.: Энергоатомиздат. 1985. 241 с.
166. Смирнов, Б.М. Эксимерные молекулы / Б.М. Смирнов // УФН. -1983. - Т.139, Вып.1. - С.53-81.
167. Курбанисмаилов, В.С. Сильноточный диффузный разряд в аргоне. / В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Х.М. Абакарова, Али Рафид Аббас Али // Прикладная физика. - 2015. - №2. - С.63-67.

168. Кнопфель, Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля / Г. Кнопфель. - М: Мир, 1972. 392с.
169. Грим, Г. Уширение спектральных линий в плазме / Г. Грим. -М: Мир. 1978. 492 с.