

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт сильноточной электроники Сибирского отделения  
Российской академии наук  
(ИСЭ СО РАН)

На правах рукописи

Шнайдер Антон Витальевич

ПРОЦЕССЫ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ТОКА СИЛЬНОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ  
ДУГИ ЧЕРЕЗ НОЛЬ

Специальность 05.27.02 – вакуумная и плазменная электроника

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель:  
канд. физ.-мат. наук Батраков А.В.

Томск – 2016

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. Физические основы протекания электрического тока в вакууме .....	12
1.1 Вакуумная дуга .....	12
1.1.1 Инициирование вакуумной дуги.....	12
1.1.1.1 Инициирование вакуумной дуги пробоем промежутка.....	12
1.1.1.2 Инициирование вакуумной дуги размыканием контактов.....	14
1.1.1.3 Инициирование вакуумной дуги внешним воздействием .....	16
1.1.2 Режимы горения вакуумной дуги .....	20
1.1.2.1 Режим катодной вакуумной дуги .....	20
1.1.2.2 Диффузный режим горения вакуумной дуги.....	23
1.1.2.3 Контрагированный режим горения вакуумной дуги.....	25
1.1.3 Роль анода в горении вакуумной дуги .....	27
1.1.3.1 Температура поверхности анода .....	30
1.2 Процессы после перехода тока дуги через ноль.....	32
1.2.1 Восстановление электрической прочности вакуумного промежутка .....	32
1.2.2 Формирование катодного слоя после перехода тока через ноль .....	37
1.3 Выводы к Главе 1.....	42
Глава 2. Расширение катодного слоя сильноточной вакуумной дуги после перехода тока через ноль в условиях роста напряжения. ....	44
2.1 Экспериментальное оборудование и методика исследования.....	44
2.1.1 Сильноточный высоковольтный стенд .....	44
2.1.2 Методика проведения зондовых измерений .....	51
2.2 Зондовые измерения параметров плазмы при горении сильноточной вакуумной дуги .....	54
2.2.1 Измерения двойным зондом .....	54
2.2.2 Измерения одиночным зондом Ленгмюра.....	58
2.2.3 Динамика катодного слоя.....	62
2.3 Выводы к Главе 2.....	74
Глава 3. Формирование анодного факела при горении сильноточной вакуумной дуги.....	76
3.1 Описание экспериментов.....	76
3.1.1 Экспериментальная установка.....	76
3.1.2 Калибровка системы спектральной пирометрии .....	79
3.2 Измерения температуры поверхности анода после горения сильноточной вакуумной дуги .....	88
3.3 Формирование анодного факела при горении сильноточной вакуумной дуги.....	95
Глава 4. Влияние длительности горения сильноточной вакуумной дуги на отключающую способность ВДК.....	109
4.1 Схема эксперимента .....	110
4.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение .....	113
4.2.1 Влияние длительности горения дуги .....	113

4.2.2 Исследования перераспределения тока между ВДК и тиристорной сборкой .....	117
4.2.3 Исследования перераспределения тока между ВДК и диодной сборкой .....	120
4.2.4 Отключающая способность системы ВДК-тиристорная сборка....	126
4.3 Выводы к Главе 4.....	131
Глава 5. Инициирование вторичного дугового разряда в низковольтной радиоэлектронной аппаратуре .....	132
5.1 Экспериментальное оборудование .....	133
5.1.1 Экспериментальный стенд для исследования инициирования вторичного дугового разряда .....	133
5.1.2 Источники первичной плазмы .....	137
5.2 Результаты экспериментальных исследований и их обсуждение .....	140
5.2.1 Вероятность вторичного дугообразования в промежутке с неизолированными электродами .....	140
5.2.2 Вероятность вторичного дугообразования в промежутке с катодом, покрытым диэлектрическим.....	145
5.3 Выводы к Главе 5.....	149
Заключение .....	151
Литература .....	155

## Введение

Вакуумный дуговой разряд является предметом интенсивного научного исследования на протяжении последних 50÷60 лет. Это связано с тем, что механизмы, протекающие в разряде, являются достаточно сложным и интересным предметом для фундаментальных исследований. Кроме того, в последние десятилетия получило развитие широкое использование вакуумной дуги в технологиях. Основным источником плазмы при горении вакуумной дуги – это катодные пятна (КП), имеющие размер от нескольких микрон до нескольких десятков микрометров. В области КП сосредоточена большая энергия, обусловленная очень высокой плотностью тока порядка  $10^8 \text{ А/см}^2$  [1]. Такие значения плотности тока приводят к взрывному испарению катода, ионизации частиц и ускорению ионов до энергий от десятков до сотен электронвольт. Таким образом, КП – это источник высокоионизованной плазмы, которая распространяется от катода со скоростью порядка  $2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  [1]. Основные свойства дугового разряда обобщены в монографиях И. Г. Кесаева [2], Дж. М. Лафферти [3], Р.Л. Боксмана [4], Г.А. Месяца [1], П. Г. Слейда [5], и др. авторов.

Процессы на аноде не требуют специального рассмотрения, если токи дуги имеют небольшие значения, при которых дуга горит в металлической плазме, образованной главным образом катодными пятнами. В этом случае анод представляет собой коллектор, собирающий достаточное количество электронов из промежутка для поддержания тока цепи. Однако с ростом тока нарушается тепловой баланс работы анода, его поверхность разогревается вплоть до плавления, что приводит к значительному испарению материала и, как следствие, к формированию условий, при которых самоподдержание дуги осуществляется более эффективно. Поэтому помимо процессов на катоде и в дуговом канале интерес для исследования представляют процессы на аноде и в анодной области разрядного промежутка. Диагностика



процессов на аноде и в прианодной области позволит найти инженерные решения для увеличения отключающей способности ВДК.

Электрическая изоляция в вакууме обеспечивает наибольшие электрические поля, выдерживаемые без пробоя, и не содержит среды в изолирующих промежутках, способной быть источником заряженных частиц за счет объемной ионизации, что позволяет промежуткам восстанавливать электрическую прочность после случайных пробоев. Это определило многие применения вакуумной изоляции, в том числе выключение сильных токов в вакуумных сетевых выключателях.

Вакуумный выключатель (ВВ) способен выдерживать высокое напряжение, обладая при этом сравнительно малыми габаритами, длительное время пропускать большие токи и быстро восстанавливать электрическую прочность промежутка после гашения дуги. Первый прототип вакуумного выключателя был разработан в 20-х годах прошлого века Эшгольцем, добившимся значительных результатов в области коммутации токов в вакууме и впервые запатентовавшим вакуумный сетевой выключатель [6]. Разработчики первых вакуумных выключателей столкнулись с рядом проблем, таких как: большие значения тока среза и, как следствие, высокие уровни перенапряжения; холодная сварка медных контактов; отсутствие технологий, позволяющих получать обезгаженный материал контактов; невозможность контроля вакуума в камере. Эти и другие проблемы явились причиной относительно медленного развития вакуумной коммутационной техники.

Новый толчок вакуумная технология в области коммутации сильных токов получила только в середине 50-х годов. На основе фундаментальных и прикладных исследований, а также в результате внедрения новых достижений, стало возможным создание опытной вакуумной дугогасительной камеры (ВДК), которая успешно выполнила около 100 отключений при токах от 10 до 40 кА и напряжении 15,5 кВ [5].

В настоящее время в электрических сетях среднего класса напряжений используются преимущественно вакуумные или элегазовые выключатели. Этот тип выключателей полностью вытеснил технологию отключения дуги в воздухе и масле. Действительно, вакуумный выключатель обладает рядом преимуществ, таких как:

- отсутствие риска возникновения взрыва,
- относительно компактные размеры,
- высокая отключающая способность,
- высокий коммутационный ресурс (на порядок больше, чем в любых других дугогасительных средах),
- очень незначительное выделение энергии в дуге при дугогашении,
- высокая износостойкость и отсутствие обслуживаемых элементов конструкции,
- быстрое восстановление электроизоляционных свойств промежутка.

Эти и другие свойства ВВ позволяют им прочно удерживать лидирующие позиции в производстве коммутационной аппаратуры. Кроме того, постоянно возрастающие требования потребителей позволяют оптимизировать основные параметры выключателей и развивать это направление. Необходимость исследования процессов, протекающих в ВВ, как в течение горения дуги, так и после, обусловлена потребностью в выборе наиболее оптимальной конструкции электродов, материала электродов, расположения и формы экрана, окружающего разрядный промежуток.

Задача изучения гашения дуги и процессов, происходящих после перехода тока через ноль, сохранила свою актуальность до сегодняшнего дня. Решение данной проблемы поможет лучше понять происходящие процессы в ВДК, оптимизировать режимы работы и, возможно, усовершенствовать конструкцию ВДК.

Помимо ВДК, решение проблемы пробоя изолирующего промежутка и дугообразования остро стоит в бортовой энергопреобразующей аппаратуре космических аппаратов при их эксплуатации в условиях орбитального

космического пространства [7]. Данная проблема является сравнительно новой и связана с переходом систем электропитания космических аппаратов напряжений диапазона 27 В на напряжения диапазона 100 В, превышающие порог образования дуги в вакууме. Одной из причин выхода из строя бортовой аппаратуры является возникновение вторичного дугового разряда.

Инициирование первичной дуги является многофакторным процессом, стимулированным плазменным окружением аппарата, накоплением статического электричества, проникающей радиацией. Инициирование дуги может быть вызвано несколькими процессами:

- пробоем по поверхности диэлектрика;
- пробоем через объем диэлектрика;
- пробоем вакуумного промежутка, возникающим в результате эмиссионных процессов на катоде или удара макрочастицы. При наличии в промежутке газа, возможна его объемная ионизация и пробой может произойти по механизму Пашена.

В реальных условиях эксплуатации оборудования напряжения 100 В недостаточно для образования первичной дуги даже при очень малых межэлектродных расстояниях (доли миллиметров). Однако ситуация меняется кардинально, когда в промежутке уже присутствует плазма, образованная первичной дугой. В этом случае такое напряжение является достаточным для образования вторичной дуги, поскольку катодное падение потенциала, необходимое для поддержания дуги, составляет величину порядка 20 В. Поэтому основным фактором, приводящем к образованию вторичной дуги, является плазма, образованная первичной дугой.

### **Цель диссертационной работы:**

Целью настоящей работы является исследование процессов в области разрядного промежутка при переходе тока сильноточной вакуумной дуги через ноль в условиях быстронарастающего напряжения на промежутке, а также исследование инициирования электрической дуги в промежутке,

заполненном плазмой первичного разряда и газом низкого давления при напряжениях уровня 100 В.

**Задачами диссертации являются:**

1. Разработать метод и исследовать динамику расширяющегося катодного слоя, образующегося после горения сильноточной вакуумной дуги в условиях быстронарастающего напряжения на разрядном промежутке.
2. Разработать и реализовать метод измерения температуры поверхности анода после перехода тока через ноль.
3. Изучить влияние длительности горения дуги на отключающую способность промежутка, в том числе при шунтировании промежутка полупроводниковым ключом.
4. Исследовать инициирование вторичного дугового разряда в промежутке, в том числе за счет наличия дефекта на поверхности электродов.

**Научная новизна.**

1. Разработана и реализована в эксперименте оригинальная методика исследования расширяющегося катодного слоя в вакуумной дугогасительной камере с помощью линейки одиночных зондов Ленгмюра.
2. Разработана и реализована в эксперименте методика измерения температуры поверхности контактов непосредственно после погасания сильноточной дуги в вакуумной дугогасительной камере
3. В дуговой стадии разряда обнаружено формирование анодного факела, являющегося следствием взаимодействия катодной и анодной плазмы.

4. Экспериментально определены оптимальные условия горения, как «свободной» вакуумной дуги, так и в условиях ее шунтирования полупроводниковым ключом.
5. Разработан критерий инициирования вторичной дуги в вакууме и газе низкого давления при наличии дефекта сплошности диэлектрического покрытия на поверхности электродов.

#### **Структура диссертации:**

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем диссертации составляет 166 страниц, включая 91 рисунок, 3 таблицы и список литературы из 115 наименований.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. С использованием сканирования пространства вакуумной дугогасительной камеры набором электрических зондов установлено, что после перехода переменного тока сильноточной вакуумной дуги амплитудой до 15 кА и частоты 50 Гц через ноль в условиях роста переходного восстанавливающегося напряжения (ПВН) с темпом роста  $0,4 \div 0,8$  кВ/мкс катодный слой распространяется от электрода со скоростью  $10^5$  см/с. При этом средняя напряженность электрического поля в катодном слое составляет величину порядка 10 кВ/см.
2. В сильноточной вакуумной дуге, горящей на электродах из контактного материала  $\text{CuCr}_{25}$ , формируется анодный факел, имеющий вид светящейся оболочки, свет из которой излучается преимущественно нейтральными атомами. Оболочка окружена диффузным гало, свет из которого излучается преимущественно ионами. Формирование анодного факела объясняется ионизационно-рекомбинационными процессами при столкновении катодного потока плазмы с анодным потоком нейтральных паров. В случае медных электродов подобные

светящиеся оболочки формируются только вокруг жидкометаллических выступов с затрудненным отводом тепла и вокруг крупных капель, летящих в промежутке.

3. Для вакуумной дугогасительной камеры существует оптимальное время горения сильнооточной вакуумной дуги переменного тока амплитудой 11 кА и частоты 50 Гц, лежащее в диапазоне от 1 до 7 мс, в пределах которого прерывание дуги не приводит к пробоям контактного промежутка в условиях роста переходного восстанавливающегося напряжения амплитудой до 31 кВ с темпом роста 0,4 кВ/мкс и разведения контактов со скоростью порядка 1 м/с. Увеличение времени горения дуги приводит к пробоям вследствие контрагирования разряда и образования анодного пятна с концентрацией плазмы более  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  и интенсивным испарением материала анода. Уменьшение времени горения дуги до 1 мс и менее приводит к пробоям промежутка из-за сильных электрических полей напряженностью более 300 кВ/см в коротком вакуумном промежутке. При ограничении времени горения дуги в ВДК путем шунтирования промежутка полупроводниковым ключом дуга горит при напряжении на разрядном промежутке вплоть до 8 В, что ниже падения потенциала на катодной дуге и соответствует первому потенциалу ионизации атомов материала электродов.
4. Инициирование вторичного дугового разряда при напряжении уровня 100 В на электродах, покрытых диэлектрической пленкой, после зажигания первичного дугового разряда в условиях газа низкого давления происходит через стадию объемного несамостоятельного разряда и только при наличии на электродах дефектов диэлектрического покрытия, характерные размеры которых превосходят 0,2 мм.

## **Апробация результатов работы**

Основные результаты работы были доложены и обсуждены на следующих отечественных и зарубежных конференциях и симпозиумах: *XXIV ISDEIV*, Braunschweig, Germany, 2010; *XXV ISDEIV*, Tomsk, Russia, 2012; *XXVI ISDEIV*, Mumbai, India, 2014, *XXVII ISDEIV*, Suzhou, China, 2016 и XIX Международной научно-практической конференции посвященной 55-летию Сибирского государственного аэрокосмического университета имени академика М.Ф. Решетнева (Красноярск, 2015) «Решетневские чтения». Также результаты работы обсуждались на научных семинарах Института сильноточной электроники СО РАН.

**Публикации.** По результатам работы опубликовано 7 научных статей в журналах, входящих в перечень ВАК Министерства образования и науки РФ. Также опубликовано 9 докладов на международных научных и научно-практических конференциях, подана заявка на патент РФ № 2016124256 от 20.06.2016 «Способ обнаружения слаботочной электрической дуги в радиоэлектронной аппаратуре».

## Глава 1. Физические основы протекания электрического тока в вакууме

### 1.1 Вакуумная дуга

#### 1.1.1 Инициирование вакуумной дуги

##### 1.1.1.1 Инициирование вакуумной дуги пробоем промежутка

Если между электродами в вакуумном промежутке приложить напряжение выше некоторого уровня, то в промежутке появляется предпробойный (темновой) ток (много меньше 1 А) [8,9]. В «чистых» вакуумных условиях предпробойный ток в вакуумном промежутке стабилен и растет экспоненциально с ростом приложенного напряжения [9]. Это позволяет сделать вывод о том, что темновой ток в случае чистой поверхности электродов обусловлен автоэмиссионными процессами, происходящими на катоде. Плотность тока автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) определяется уравнением Фаулера-Нордгейма, в приближенном виде представленном в [1]0:

$$j = 1.4 \cdot 10^{-6} \left( \frac{E^2}{\varphi} \right) \cdot 10^{4.39\varphi^{-1/2}} \cdot 10^{-2.8210^7 (\varphi^{3/2}/E)}, \quad (1.1)$$

где  $j$  – плотность тока в А/см<sup>2</sup>,  $E$  – напряженность электрического поля в В/см,  $\varphi$  – работа выхода в эВ. В случае ограничения тока пространственным зарядом электронов плотность тока описывается законом Чайлда-Ленгмюра:

$$j = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} E^{3/2} \gamma_E d^{-1/2}, \quad (1.2)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $\gamma_E$  – коэффициент порядка единицы (зависит от формы и размера эмиттера),  $d$  – расстояние [10].

Плотность тока автоэлектронной эмиссии порядка  $10^{11}$  А/м<sup>2</sup> и выше приводит к быстрому перегреву катодных микроострий и их взрывному разрушению (испарению) с образованием плазменных сгустков и эмиссией электронов из плазмы. Такой тип эмиссии называется взрывной электронной



эмиссией. Элементарный цикл взрывоэмиссионного процесса Месяц назвал эктоном [1]. Эктон – самовоспроизводящийся процесс. Вакуумный дуговой разряд – это результат постоянно чередующихся либо функционирующих параллельно эктонов. Если ток достигает значения ниже порогового (ток, ниже которого дуга не зажигается), то нарушается процесс самовоспроизведения и дуга гаснет. Значения пороговых токов лежат в пределах от долей до единиц ампер (так для вольфрама ~10 А) и зависят от материала электрода [2].

В результате воздействия тока АЭЭ большой плотности происходит разогрев эмиттера, что приводит к переходу от АЭЭ к термоавтоэлектронной эмиссии. Процесс становится лавинообразным и, как следствие, приводит к испарению эмиттера и пробую. Авторами [11] было высказано предположение, что переход к вакуумному пробую связан с процессом, аналогичным электрическому взрыву проводников, что позже было доказано и описано в работе [1].

Поскольку АЭЭ играет решающую роль в возникновении пробоя, то были предложены критерии пробоя, как в случае импульсного напряжения, так и при приложении постоянного напряжения [1], основанные на модели тепловой неустойчивости автоэмиссионного центра.

В случае, когда имеется острый катод и плоский анод, критерием импульсного пробоя считается соотношение [12]:

$$j^2 t_d = 4,5 \cdot 10^9 \text{ [A}^2\text{c/cm}^4\text{]} = \text{const} \quad (1.3)$$

где  $j$  – плотность предвзрывного эмиссионного тока,  $t_d$  – время запаздывания взрыва эмиттера.

В случае постоянного напряжения критерием является соотношение:

$$j = \text{const} \quad (1.4)$$

Данное соотношение можно интерпретировать как пробой при достижении определенной плотности тока АЭЭ в случае стационарной или квазистационарной эмиссии.

Критерии (1.3) и (1.4) отражают условия достижения критической удельной энергии в микрообъеме катода, которая необходима для его испарения. Такая энергия выделяется за счет джоулева нагрева микронеоднородностей поверхности катода. Для оценки центр эмиссии можно представить в виде цилиндрического микровыступа высотой  $h$  и радиусом  $r$ . Для длительных импульсов (или для стационарного случая) предельное значение плотности тока определяется как [1]:

$$j = \frac{\pi}{2h} \sqrt{\frac{\lambda}{\kappa_0}} \quad (1.5)$$

где  $\kappa_0$  – температурный коэффициент удельного электрического сопротивления,  $\lambda$  – теплопроводность материала катода. Оценки для различных материалов (медь, вольфрам, никель) с высотой микровыступа  $h = 1$  мкм дают предельные значения предельной стационарной плотности тока АЭЭ порядка  $10^7$  А/см<sup>2</sup>.

Для инициирования вакуумного пробоя необходим точечный вклад энергии в поверхность катода, который достаточен для образования такого количества плазмы, эмиссионная способность которой обеспечивала бы пороговый ток дуги [13].

Если промежуток заполнен газом, то в этом случае возможна объемная ионизация, и при выполнении определенных условий возможен пробой промежутка по закону Пашена [14].

### **1.1.1.2 Инициирование вакуумной дуги размыканием контактов**

При размыкании контактов, через которые протекает ток силой выше порогового значения для дугового разряда, между ними возникает дуга. Из-за неоднородности рельефа поверхности контактов в местах последних точек контакта плотность тока становится высокой, что приводит к локальному плавлению контактов и возникновению жидкого металлического моста. Поскольку контакты продолжают размыкаться, разогретый ток мост становится неустойчивым и его разрыв сопровождается появлением

электрической дуги. Неустойчивость моста вызвана несколькими причинами: эффектом поверхностного натяжения, кипением разогретой током области электрода, конвекционными потоками расплавленного металла.

Область, в которой разорвался мост, все еще является источником плотных паров материала электродов. В этот момент напряжение на контактах может превышать минимальное напряжение горения дуги для данного материала контактов. Таким образом, в промежутке между электродами с разностью потенциалов несколько десятков вольт существует область с высоким давлением пара. В результате ионизации пара образуется первоначальная плазма, плотность ионного тока в которой может достигать значений порядка  $10^{10}$  А/м<sup>2</sup> [5], а затем уменьшается до значений  $10^7$  А/м<sup>2</sup> в результате установления механизма эмиссии электронов с катода [5]. Эмиссия электронов с катода обусловлена термоэмиссией и вторичными эмиссионными процессами, протекающими на катоде в результате бомбардировки его ионами.

После разрыва моста напряжение на контактах увеличивается и благодаря наличию достаточного количества паров металла формируется дуга в мостиковой стадии горения [15], имеющая столбчатую структуру. Такой тип дугового разряда будем называть «мостиковой дугой». В [16] отмечается, что этот вид дуги всегда является первоначальной стадией образования дугового разряда при разведении контактов для всех значений отключаемого тока. Данная дуга является достаточно стабильной. Период горения мостиковой дуги и её переход в вакуумную дугу зависит от тока отключения. Переход от мостиковой дуги к вакуумной дуге, горящей в диффузном режиме, продемонстрирован на рисунке 1.1.

По истечении времени горения мостиковой дуги, представленного на рисунке 1.1, дуга переходит в диффузный режим горения и горит в парах металла, испаренного электродами.

В зависимости от тока разряда и длины разрядного промежутка, характер горения дуги принято разделять на несколько стадий [17,18]. Некоторые из режимов горения будут рассмотрены в п.1.1.2.

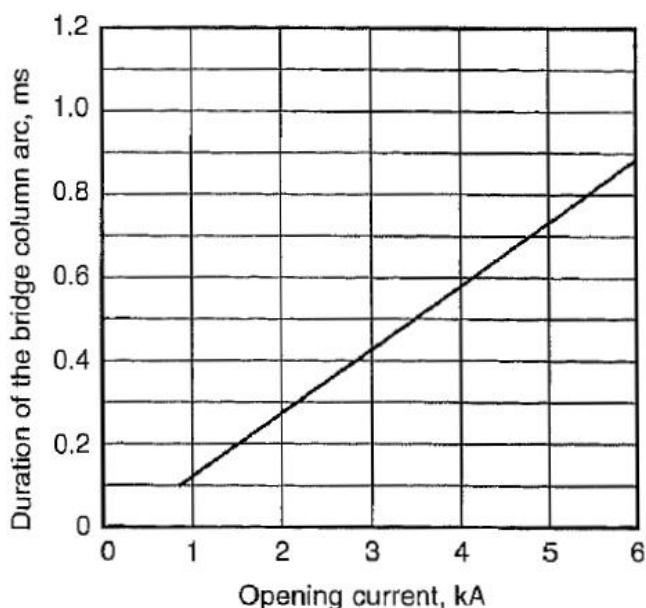


Рисунок 1.1. – Зависимость времени горения дуги в мостиковой стадии от тока отключения [5].

### 1.1.1.3 Инициирование вакуумной дуги внешним воздействием

Инициирование дуги может происходить не только за счет АЭЭ и термоэмиссии. Например, известно, что воздействие лазерного излучения на поверхность катода приводит к возникновению пробоя промежутка. Поглощение лазерного излучения происходит в соответствии с законом [1]:

$$I(x)=I_0e^{-\alpha x}, \quad (1.6)$$

где  $I(x)$  – интенсивность лазерного излучения, проникающего на глубину  $x$ ,  $I_0$  – интенсивность падающего лазерного излучения,  $\alpha$  – коэффициент (для большинства металлов  $\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ ). За счет теплопроводности тепло проникает вглубь металла за время  $t$  на глубину  $l$ :

$$l=(at)^{1/2}, \quad (1.7)$$

где  $a$  – температуропроводность материала.

После поглощения лазерного излучения температура поверхности достигает точки плавления. При дальнейшем облучении происходит

испарение материала и взаимодействие паров с лазерным излучением. При достаточно мощной интенсивности излучения происходит взрыв и образуется плазма, которая экранирует поверхность электрода за счет поглощения лазерного излучения [1].

Возбуждение вакуумного разряда лазерным излучением используется, например, в вакуумных разрядниках [19]. Для возбуждения разряда излучение лазера фокусируют в пятно (обычно диаметром менее 0,1 мм) на одном из электродов.

По данным [20] для образования взрывной эмиссии электронов необходим поток мощности на поверхность катода не менее  $200 \text{ МВт/см}^2$  и плотность создаваемой плазмы более  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Из образовавшейся плазмы исходит поток ионов, плотность тока которого ограничена критерием Бома и определяется как [12]:

$$en \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} > j_B \geq en \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \quad (1.8)$$

Однако данное значение тока слишком мало для образования дуги потоком ионов. Известно, что эмиссия электронов с границы плазмы более эффективна [20], и определяется как [12]:

$$j_e = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \quad (1.9)$$

Между плазмой и отрицательно (относительно плазмы) заряженной поверхностью образуется катодный слой, толщина которого описывается уравнением [21]:

$$L_s \approx 0.8L_D \left( \frac{eU}{kT_e} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (1.10)$$

где  $L_D$  – длина Дебая:

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT_e}{e^2 n_e}} \quad (1.11)$$

Кроме лазерного излучения, инициировать вакуумный пробой могут макрочастицы, ускоренные до достаточно высоких энергий (скоростей) и

попавших на электрод [19]. Авторы работы [22] ускоряли частицы железа различного радиуса ( $0,3 \div 5$  мкм), а затем инжектировали их в промежуток с электродами, между которыми создавалась разность потенциалов до 30 кВ и которые находились под углом  $45^\circ$  к входящему пучку. Результаты позволили сделать вывод, что есть минимальные значения размера частицы и ее энергии, ниже которых пробоя промежутка не происходит. Требование к существованию минимальной энергии обусловлено тем, что этой энергии должно хватить для образования облака газа, после ионизации которого появится начальная плазма. Стоит отметить, что бомбардировка макрочастицами поверхности электрода сопровождается эмиссией электронов и ионов в промежуток [1].

Развитие вакуумного пробоя может быть инициировано первичным разрядом. Первичная вакуумная дуга может быть вызвана одним из следующих факторов:

1) объемный пробой диэлектрика. Пробой происходит, когда противоположенные стороны изолятора заряжены разноименно и существует препятствие для развития пробоя по поверхности. Для питания разряда необходима энергия, которая в данном случае запасена в объеме самого изолятора (подобно конденсатору). При достаточно толстой изоляции развитие пробоя происходит в местах дефекта изоляции.

2) пробой по поверхности диэлектрика. Такой тип пробоя происходит в результате вторичной электронно-электронной эмиссии. Питание разряда происходит так же, как и в случае объемного пробоя. Первичные электроны образуются из эмиссионного центра и бомбардируют поверхностный слой изолятора, выбивая вторичные электроны. В результате в поверхностном слое диэлектрика формируются положительный объемный заряд, который сохраняется достаточно долго и образует электрическое поле, притягивающее электроны. Коэффициент вторичной эмиссии  $\delta$  для большинства известных диэлектриков больше единицы. Это обстоятельство

позволяет формироваться электронным лавинам, которые производят объемную ионизацию атомов. Все это способствует образованию пробоя [23].

3) пробой вакуумного промежутка. Этот вид пробоя в вакууме возникает вследствие эмиссионных процессов или воздействия макрочастиц с достаточно высокой энергией. В условиях газонаполненной атмосферы возможна объемная ионизация и пробой происходит по закону Пашена [14]. Кривые Пашена для различных газов представлены на рисунке 1.2.

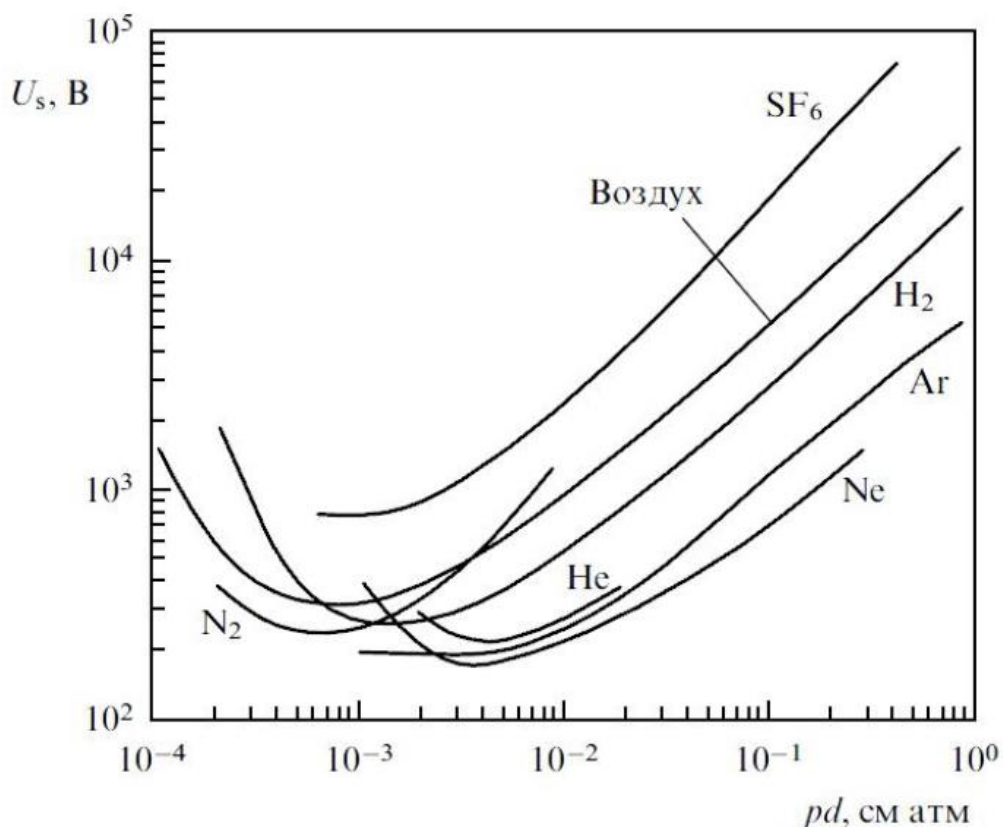


Рисунок 1.2. – Кривые Пашена для различных газов [14].

Наиболее благоприятные условия для инициирования дугового разряда выполняются при достижении напряжений, соответствующих минимуму кривой Пашена.

К инициированию дугового разряда может приводить электростатический разряд (ЭСР). Возникновению ЭСР во многом способствует окружение промежутка. При глубоком вакууме среда не содержит достаточного количества частиц, которые бы способствовали переносу тока за счет объемной ионизации. Однако если существует плазменное окружение вокруг

тела, то ситуация изменяется. При погружении тела в плазму оно приобретает плавающий потенциал вследствие потоков заряженных частиц (электронов и ионов), падающих на тело. Как правило, плотность потока электронов превосходит плотность потока ионов и тело приобретает отрицательный потенциал. Наличие избыточного отрицательного заряда может провоцировать эмиссию электронов, интенсивность которой может быть существенно неравномерной по поверхности. В результате может появляться разность потенциалов, способная привести к электростатическому пробоя [23].

## **1.1.2 Режимы горения вакуумной дуги**

### **1.1.2.1 Режим катодной вакуумной дуги**

Вследствие взрывоэмиссионных процессов, происходящих на поверхности катода, образуется первичная плазма. Именно эта плазма [1] играет ключевую роль в функционировании вакуумной искры<sup>1</sup> (а затем и дугового разряда), поскольку обеспечивает процесс самоподдержания разряда, определяет ток искры, приводит к эмиссии капель расплавленного материала катода из-за существования градиентов давления в плазме катодных пятен.

Источником первичной плазмы является катодное пятно (КП). КП представляет собой небольшую (порядка  $10^{-4}$ ÷ $10^{-2}$  см) яркосветящуюся область на катоде. Через нее происходит перенос тока от катода к столбу дуги [1-4], [24-31]. Под пятном поверхность катода нагрета выше температуры кипения материала катода, что обеспечивает интенсивное

---

<sup>1</sup> здесь под вакуумной искрой понимаем не контрагированную высоковольтную форму вакуумного разряда, а искровую стадию пробоя. Существование искровой стадии обусловлено расширением генерируемой катодом плазмы в промежуток со скоростью  $\sim 10^6$  см/с. Длительность искровой стадии определяется временем заполнения плазмой вакуумного промежутка. К моменту заполнения промежутка плазмой напряжение на нем уменьшается до нескольких десятков вольт, а разрядный ток ограничивается фактически только внутренним сопротивлением разрядного контура. С этого момента наступает дуговая стадия разряда.



испарение материала катода. При этом через плотные пары проходит интенсивный поток электронов за счет эмиссии с границы конденсированного вещества. В результате над поверхностью катода образуется катодная плазма. Множественные теоретические расчеты и экспериментальные данные дают следующие значения параметров плазмы, созданной КП:

– скорость разлета плазмы составляет  $(1,5 \div 2,5) \cdot 10^6$  см/с (рисунок 1.3) и не зависит от приложенного напряжения, длины межэлектродного промежутка и тока; концентрация  $n \sim 10^{17} \div 10^{21}$  см<sup>-3</sup>;

– температура электронов  $T_e \sim 2 \div 5$  эВ и достаточно высокая степень ионизации (доходящая до 100 % для отдельных материалов, таких как медь и никель).

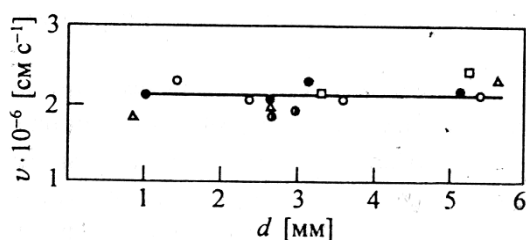


Рисунок 1.3. – Скорость разлета катодной плазмы в зависимости от длины промежутка при различных значениях приложенного напряжения  $\circ$  – 105,  $\Delta$  – 120,  $\square$  – 125,  $\bullet$  – 175 кВ [1].

КП являются источником потоков положительных ионов и капель в сторону анода. Скорость капель достигает значений  $10^3 \div 10^5$  см/с при диаметре  $d=0,05 \div 7$  мкм [32]. Параметры ионной компоненты катодной плазмы зависят исключительно от материала катода.

Кесаев И.Г. [2] показал, что КП состоит из ячеек. Для каждой ячейки характерен размер порядка несколько микрон и меньше. При токах выше пороговых процесс отмирания и образования ячеек является самопроизвольным. Кроме того, с ростом тока число ячеек увеличивается, однако средний ток на единичную ячейку остается постоянным и составляет два пороговых тока дуги.

КП бывают 1-го типа, существующие в низком вакууме и при наличии на катоде диэлектрических (оксидных) плёнок или различных загрязнений, и 2-го типа, образующиеся на очищенных (в частности, катодным пятном) поверхностях и в условиях высокого вакуума.

Для КП 1-го типа характерны высокая скорость перемещения ( $100\div 500$  м/с) и низкая эрозия ( $3,5\div 13$  мг/К). Судя по свечению плазмы, на медном катоде КП диаметром  $50\div 80$  мкм состоят из фрагментов с размерами  $5\div 30$  мкм и с током  $10\div 30$  А на фрагмент. Внутренняя структура КП 1-го типа состоит из значительного числа (нескольких десятков) одновременно существующих ячеек с размерами порядка нескольких микрометров и менее [33].

КП 2-го типа обладают скоростями перемещения на два порядка меньшими и эрозией примерно на два порядка больше, чем КП 1-го типа [25]. Диаметр такого пятна, оцененный по ширине пика яркости, составляет  $10\div 40$  мкм, и его тонкая внутренняя структура в виде ячеек просматривается слабее [24,33]. По другим данным КП 2-го типа может иметь размеры  $40\div 100$  мкм и обеспечивать плотность тока  $10^{10}\div 10^{11}$  А/м<sup>2</sup> [34]. Время жизни катодного пятна составляет порядка 100 мкс, после чего пятно гаснет, и рядом появляется новое пятно. Новое пятно может загореться до погасания предыдущего. В результате гашения и возникновения рядом новых пятен создается впечатление, что пятно движется. Существует пороговый ток (в зависимости от материала электрода), при превышении которого пятно разделяется, тем самым, образуя несколько параллельно горящих пятен. Число пятен определяется током и является достаточным для обеспечения тока разряда с учетом того, что каждым пятном обеспечивается ток порядка 100 А [2,32]. За счет ретроградного перемещения в собственном магнитном поле разряда катодные пятна взаимно разбегаются, поэтому дуга стремится занять всю свободную площадь катода.

При отсутствии внешнего магнитного поля и при слабых токах дуги, т.е. когда собственным магнитным полем можно пренебречь, движение КП

имеет случайный (хаотический) порядок. При наличии магнитного поля, вектор которого имеет ненулевую тангенциальную поверхности катода компоненту, появляется дрейф пятен в направлении, противоположенном действию силы Ампера – ретроградное движение. Скорость ретроградного движения пропорциональна индукции магнитного поля.

### 1.1.2.2 Диффузный режим горения вакуумной дуги

Диффузный режим горения дуги характерен для относительно малых токов отключения, порядка единиц килоампер (~6 кА). Диффузный режим характеризуется однородным распределением электрического поля по длине разрядного промежутка с низким падением потенциала и занимает практически весь межэлектродный зазор. При этом влияние анода на характеристики столба дуги незначительно. Падение напряжения на дуге сосредоточено в прикатодной области, оно зависит от материала электродов и составляет величину порядка 10÷25 В [5,35]. Катод покрыт большим количеством яркосветящихся и перемещающихся катодных пятен. Условно дуговой разряд можно разделить на 3 основных участка (рисунок 1.4): катодная область, столб дуги, и анодная область.

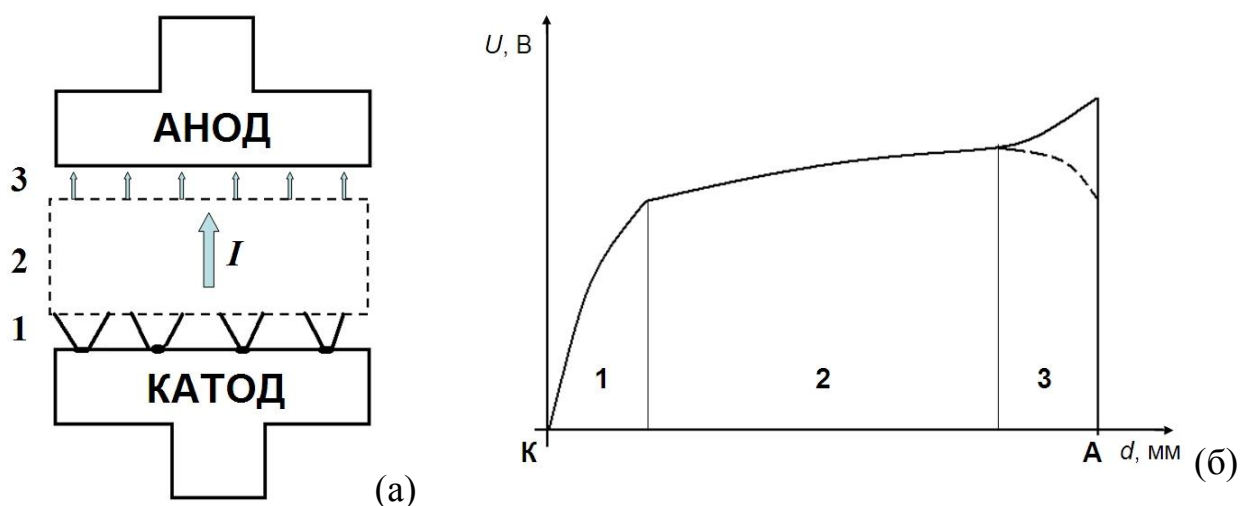


Рисунок 1.4. – Схематическое представление вакуумной дуги (а) и распределение потенциала в межэлектродном промежутке (б).

Область *I* обсуждалась в п. 1.1.2.1. Второй участок дуги занимает область между анодом и катодом – столб дуги. Столб дуги представляет собой нейтральную плазму, состоящую из продуктов эрозии катода катодными пятнами. Доля ионного тока, по мнению авторов [34,36], составляет порядка 7÷12 % от общего тока, и зависит от материала электродов. Средний заряд ионов для меди и хрома составляет 2.

Температура электронов в столбе дуги, по разным данным, лежит в пределах от 1 до 4 эВ. Так, например, в работах [37-39] авторы принимают среднюю температуру электронов 3 эВ.

При размыкании контактов и при увеличении тока разряда образуется большое количество КП. Каждое КП испускает плазменную струю. На пути к аноду эти плазменные струи перекрывают друг друга. Образуется область взаимодействия катодных струй (рисунок 1.5). Поскольку плотность плазмы достаточно большая, то в области перекрытия струй будут происходить упругие и неупругие столкновения компонентов плазмы. Все это влияет на функцию распределения ионов по энергии [40]. Кроме того, за счет протекания тока образуется азимутальное магнитное поле. В результате столб дуги сжимается и возрастает напряжение горения разряда вследствие небольшого увеличения сопротивления канала плазмы.

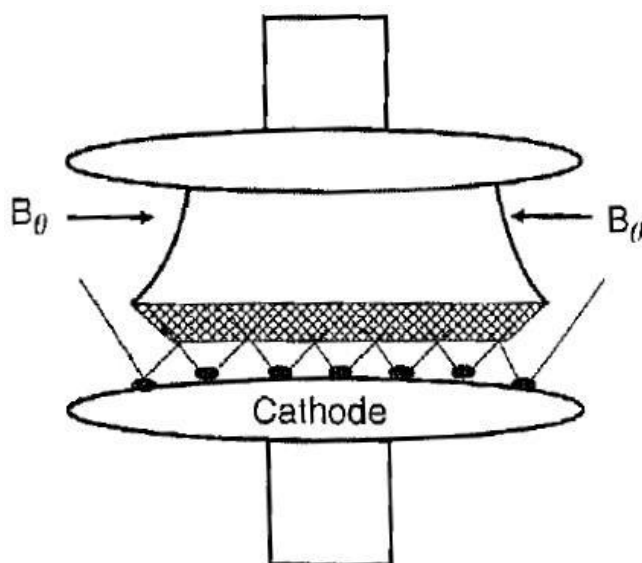


Рисунок 1.5. – Образование области перекрытия катодных струй [5].

Третий участок расположен между столбом дуги и анодом и представляет собой слой пространственного заряда – анодную область. В этой области энергия электронов увеличивается за счет ускорения в прианодном падении потенциала. Затем пары анодного материала ионизируются, что вызывает появление медленных ионов. Падение напряжения на аноде и процессы, происходящие на нём, зависят от режима горения дуги (от моды): диффузной моде или контрагированной (сфокусированный режим горения).

В диффузном режиме горения дуги анодное падение потенциала является отрицательным (пунктирная линия на рисунке 1.4, б). Процессы в вакуумной дуге и ее поведение определяются прикатодной областью. По мере увеличения тока разряда увеличивается падение напряжения на столбе, при этом уменьшается отрицательный анодный барьер, растет температура анода, вызывая его существенное испарение.

### **1.1.2.3 Контрагированный режим горения вакуумной дуги**

С увеличением тока разряда ситуация, описанная в п.1.1.2.2, изменяется, прежде всего, со стороны анода. Переход дуги из диффузного режима в контрагированный сопровождается изменением знака анодного падения (сплошная кривая на рисунке 1.4, б). Механизм образования положительного анодного скачка связывают с возникновением дефицита ионов в прианодной области (так называемое ионное голодание) [33,34]. Возникновение ионного голодания описано в работе [34] и вызвано торможением катодных ионов.

Под действием магнитного поля, образованного собственным током разряда, столб дуги сжимается и ток фокусируется в более ограниченной области анода. Электроны, ускоренные в прианодной области, эффективно разогревают анод, и с его поверхности начинается интенсивное испарение. Пары анода ионизируются первичными электронами, и вблизи анода появляется вторичная плазма с более медленными ионами (по сравнению с ионами с катодных пятен). Данный механизм приводит к частичной

компенсации пространственного заряда в слое, однако быстрый рост тока снова вызывает недостаток ионов на границе слоя.

В результате протекания вышеописанных процессов возникает световое анодное пятно, которое является источником анодной плазмы. При образовании анодного пятна, как правило, возникают высокочастотные осцилляции напряжения горения дуги.

Образование (наличие) анодного пятна зависит от амплитуды тока разряда, длительности горения дуги и межэлектродного расстояния. Различные режимы функционирования анодного пятна подробно рассмотрены в работах [17,18,41]. Как правило, анодное пятно представляет собой расплавленную ванну металла, которое является интенсивным источником металлического пара. При переходе тока дуги через ноль межэлектродный промежуток будет заполнен большим количеством пара, а проводимость промежутка может быть легко восстановлена за счет ионизационных процессов в условиях роста напряжения. Поэтому вакуумная дуга с анодным пятном характеризуется значительной эрозией электродов, а вакуумный промежуток пониженной отключающей способностью.

Стоит отметить, что при приложении сильного электрического поля, которое возникает на контактах ВДК после перехода тока через ноль, и при наличии расплавленного металла на поверхности анода может формироваться конус Тейлора с углом  $98,6^\circ$  [42]. При этом критическая напряженность поля формирования конуса определяется как [43]:

$$E_{кр} = \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_0} \sqrt{\rho \cdot \gamma \cdot g}}, \quad (1.12)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\rho$  – плотность материала в жидкой фазе,  $\gamma$  – поверхностное натяжение жидкого металла,  $g$  – гравитационное поле. Согласно [44] поверхностное натяжение  $\gamma$  для разных материалов и температур различно. Так для меди  $\gamma = 1,3$  Н/м ( $1100^\circ\text{C}$ ), хрома  $\gamma = 1,6$  Н/м ( $1950^\circ\text{C}$ ), воды  $\gamma = 0,07$  Н/м ( $20^\circ\text{C}$ ).

Для предотвращения образования анодного пятна в ВДК формируют магнитное поле продольного направления. Как правило, поперечное магнитное поле формируется также как и продольное - током дуги, однако геометрия прорезей в контактах иная. В поперечном магнитном поле дуга перемещается по поверхности контактов с достаточно большой скоростью, что предотвращает привязку анодного пятна к одному месту. Оптимальная конфигурация магнитного поля до сих пор является предметом прикладных исследований и инженерных разработок.

### **1.1.3 Роль анода в горении вакуумной дуги**

В далекой ретроспективе явления, происходящие на аноде, привлекали относительно мало внимания, поскольку дуга исследовалась при сравнительно малом токе (порядка единиц килоампер и менее). При таких токах дуга горит в плазме катодных пятен. В таких условиях анод представляет собой положительный зонд, собирающий на себя поток электронов, достаточно плотный для поддержания тока в цепи. Ионы плазмы катодного пятна имеют энергию, превосходящую произведение падения напряжения на промежутке, умноженное на элементарный заряд, и поток ионов, как и поток электронов, является источником нагрева анода. Кроме того, на анод поступает энергия излучения с катода и плазмы. Каждая из вышеперечисленных составляющих вносит вклад в энергию, поступающую на поверхность анода. Вся поступающая энергия должна быть сбалансирована теплоотводом, обратным излучением и испарением материала анода [3]. При малых токах энергетический баланс достигается, главным образом, за счет теплоотвода вглубь материала анода. Однако при значительно бóльших токах (десятки килоампер и более) вышеперечисленные процессы вносят значительный вклад в разогрев поверхности анода. Сильный нагрев локальной области анода приводит к

образованию расплавленного материала и сильному испарению, что крайне негативно отражается на электрической прочности ВДК (п. 1.2.1).

Как правило, анодное пятно начинает образовываться при некоторой критической величине тока, которую Митчелл назвал током истощения и определил его как [45]:

$$I_s = \frac{aR^n}{d} \quad (1.13)$$

где  $a$  – константа,  $R$  – радиус электрода,  $n \approx 1,2$ ,  $d$  – межэлектродное расстояние. Согласно (1.13) ток истощения не зависит от амплитуды тока разряда.

Образование пятна всегда сопровождается наличием скачков падения напряжения, что указывает на нестабильность процесса (образование неустойчивостей). Наличие скачков напряжения автор [3] связывает с тем, что положительных ионов недостаточно для компенсации отрицательного пространственного заряда из-за роста концентрации электронов вблизи анода. Поэтому анодное падение напряжения должно возрасти, чтобы понизился отрицательный пространственный заряд за счёт дополнительного ускорения электронов в анодном слое. Кроме того, дополнительно ускоренные электроны могут эффективнее образовывать положительные ионы. Как только эти дополнительные ионы появляются в промежутке, напряжение возвращается к своему первоначальному уровню, после чего происходит повторение процесса. Таким образом, в прианодной области периодически нарушается ионизационное равновесие, что и вызывает осцилляции напряжения.

Роль анода в горении вакуумной дуги становится заметной и затем значительной по мере роста плотности потока энергии на анод, приводящего к его нагреву и испарению. Переход разряда из режима катодной дуги в режим дуги с активным анодом, как и процесс последующего усиления роли анода в функционировании разряда, не является резко очерченным. Тем не менее, существуют характерные черты различных мод горения вакуумной



дуги, что позволяет вводить их классификацию [5,17,18,41], как функцию тока и длины промежутка. Выделяют диффузную моду, моду интенсивной дуги без анодного пятна, дуги с анодным пятном и промежуточную моду нестабильных анодных пятен (footpoint arc).

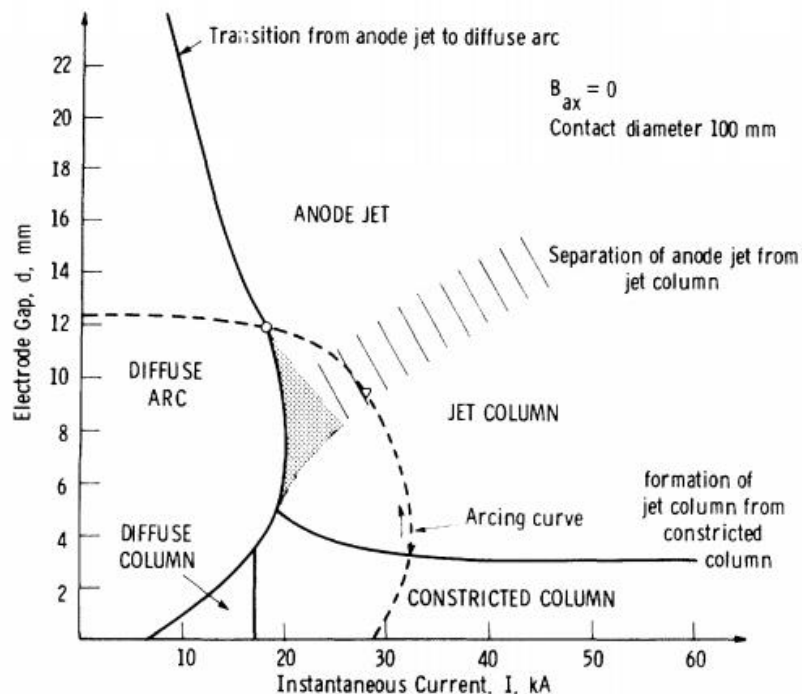


Рисунок 1.6. – Классификация мод горения дуги [41].

Для описания дуги в вакуумных сетевых выключателях, зажигаемой размыканием контактов с их последующим разведением и ростом тока в область единиц и десятков килоампер, используется классификация мод дуг, представленная на рисунке 1.6.

Поскольку в диффузном режиме горения анод выступает в качестве пассивного электрода (положительный зонд), то основной интерес представляет горение дуги при больших токах ( $>8 \div 10$  кА), когда на аноде возникает яркосветящееся анодное пятно. Это в полной степени относится к недавним наблюдениям анодного факела [46-48], возникающего в области анода сильноточной дуги в вакууме, горящей в течение 10 мс.

### 1.1.3.1 Температура поверхности анода

Информация о температуре поверхности анода является крайне важной, поскольку разогретая до высокой температуры поверхность является источником паров материала анода. Наличие большого количества пара в промежутке, при приложении к нему напряжения, может привести к пробую (в том числе и по механизму Пашена).

При образовании анодного пятна на поверхности анода разогревается локальная область, над которой быстро увеличивается давление пара, что приводит к более частым столкновениям электронов и атомов. В результате чего появляется дополнительный источник плазмы (анодной) в промежутке.

Для определения температуры поверхности анода, существует упрощенная модель со следующими допущениями [49]:

- постоянный источник тепла;
- теплофизические свойства материала не зависят от температуры;
- в жидком состоянии отсутствует конвекция;
- охлаждение происходит только за счет испарения;
- свободное расширение пара;
- ток содержит периодическую и аperiodическую составляющие и изменяется по закону:

$$i(t) = I_0 \left( \sin \omega t + \frac{\Delta}{100} \right) \quad (1.14)$$

Принимая во внимание вышеописанные допущения, уравнение теплопроводности можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} \quad (1.15)$$

где  $\alpha$  – коэффициент температуропроводности, определенный как

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (1.16)$$

где  $\lambda$  – теплопроводность материала,  $\rho$  – плотность,  $c$  – удельная теплоемкость. Начальные и граничные условия принимаются:

$$T(x,0) = T_0 \quad (1.17)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \lambda^{-1}(Q - L) \quad (1.18)$$

где  $Q$  – плотность теплового потока,  $L$  – слагаемое, отвечающее за охлаждение за счет испарения (поскольку потери тепла за счет излучения малы [49], этими потерями пренебрегают) и вычисляемое как [3]:

$$L = \frac{w}{4} \frac{p_s(T)}{(mkT/3)^{1/2}} \quad (1.19)$$

где  $w$  – энергия испарения, приходящаяся на атом,  $p_s$  – давление насыщенных паров,  $m$  – массам атома материала анода.

Плотность теплового потока в первом приближении можно записать как:

$$Q = \frac{IU}{S} \quad (1.20)$$

где  $I$  – ток разряда,  $U$  – напряжение горения разряда,  $S$  – характерная площадь, занимаемая разрядом.

Предположим, что апериодическая составляющая  $\Delta$  в (1.14) изменяется незначительно, тогда температуру поверхности анода в момент перехода тока через ноль (при  $t=\pi/\omega$ ), с учетом (1.18), можно представить в окончательном варианте:

$$T \approx \frac{\left(0,7\sqrt{2} + 2 \frac{\Delta}{100}\right)Q}{\sqrt{\rho\lambda\omega c}} \quad (1.21)$$

Данная модель позволяет лишь оценивать температуру поверхности контактов, поскольку имеет ряд идеализированных допущений и предположений по сравнению с реальными условиями. Наиболее точным является метод прямого измерения температуры, однако в реальных условиях провести такой эксперимент бывает достаточно сложно.

Авторы [50] определяли температуру поверхности анода после горения вакуумной дуги амплитудой до 20 кА двумя способами: пирометрическое измерение и регистрация термоэмиссионного тока. Излучение от анода разделялось на 3 луча, каждый проходил через интерференционный светофильтр с длинами волн 577, 700 и 820 нм и через линзу фокусировался в

фотоэлектронный умножитель. Угол обзора составлял  $70^\circ$  по отношению к поверхности анода. Так, при протекании тока 5 кА максимальная температура составляла  $\sim 1750$  К, а при 7 кА –  $\sim 2500$  К, и спадала ниже 1500 К за 3 мс.

В работе [51] была измерена температура поверхности анода, а также рассчитана плотность металлического пара, для дуги 15 кА, частотой 43,5 Гц и приложенным напряжением после перехода тока через ноль 12 кВ. Измерения температуры проводились двухцветным пирометром с длиной волны 850 и 1000 нм. Для измерения плотности пара использовался ЛИФ метод. С использованием такого метода авторы измерили температуру поверхности анода, которая составила 1750 К. Критическая плотность пара, при которой наблюдались пробои промежутка, составляла  $3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , при этом давление составляло 8 Па.

Используя пирометр инфракрасного диапазона, авторы работы [52] измерили температуру анода при токах до 56 кА, используя контакты с различным диаметром, создающие аксиальное магнитное поле. Измеренная температура достигала значений 2500 К при максимальном токе. Показано, что температура растет практически линейно с увеличением амплитуды тока.

## **1.2 Процессы после перехода тока дуги через ноль**

### **1.2.1 Восстановление электрической прочности вакуумного промежутка**

После перехода тока дуги промышленной частоты через ноль взрывоэмиссионные процессы на катоде прекращаются и прекращается поступление катодной плазмы в промежуток, поскольку исчезают (гаснут) катодные пятна. Несмотря на это внутри промежутка сохраняется проводимость из-за наличия плазмы, образованной в течение цикла горения дуги. Кроме того, в промежутке сохраняется достаточно высокая плотность пара вследствие высокой температуры поверхности электрода, а также микрочастицы, испаренные с электродов. Для их полного исчезновения

требуется конечное время (в зависимости от параметров горения дуги), и пока они присутствуют в промежутке, он характеризуется пониженной электрической прочностью. Это особенно важно для ВДК, в которых сразу за прерыванием тока появляется быстронарастающее напряжение.

Принято выделять несколько механизмов и видов пробоев вакуумных промежутков после перехода тока через ноль. Одной из причин пробоя ВДК является наличие паров металла в межэлектродном промежутке после перехода тока через ноль [3,5,53]. При таком механизме пробоя, по мнению авторов [53], основным параметром, определяющим время восстановления электрической прочности промежутка, является плотность металлического пара  $n_0$ . Если значение плотности пара является экстремально высоким  $n_0 > 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , то пробой промежутка происходит почти мгновенно даже при относительно низком уровне напряжения. Такой пробой в литературе принято называть «тепловым». Кроме того, пробой промежутка при наличии металлического пара является пробоем газонаполненного промежутка, поэтому должен определяться левой ветвью кривой Пашена. В работе Чулкова [54] приведена кривая Пашена для паров меди при промежутке около 15 мм. Показано, что пробивное напряжение, соответствующее минимуму кривой Пашена, составляет величину 100 В. В [53] авторы определили соотношение  $(n_0 d)_{crit} = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ , соответствующее минимуму кривой Пашена, как критическое значение для плотности пара в промежутке.

Восстановление электрической прочности после погасания сильноточной вакуумной дуги определяется скоростью спада концентрации паров (ухода паров) в промежутке. По мере ухода паров концентрация нейтральных частиц достигает величины, при которой средняя длина свободного пробега электронов в паре становится сравнимой с длиной разрядного промежутка. Можно полагать, что с этого момента пробой промежутка не будет зависеть от наличия пара.

Электрическая прочность вакуумного промежутка будет сохраняться до тех пор, пока наиболее горячие участки электродов к моменту перехода тока

через ноль не нагреются до критической температуры  $T_{кр}$ , при которой давление пара в промежутке будет превышать  $\sim 0,1$  Па. Такой подход позволил удовлетворительно оценить влияние материала электродов и времени горения дуги на отключающую способность вакуумных промежутков с торцевыми контактами [55]. Результаты расчетных и экспериментальных оценок отключающей способности вакуумных промежутков с различными контактными системами представлены в [56], где степень неоднородности распределения плотности тока по поверхности контактов определялась с учетом магнитного поля.

Автор работы [57] показал, что электрическая прочность сохраняется до тех пор, пока участки на электроде не нагреются до критической температуры  $T_{кр}$ , при которой давление паров в промежутке будет превышать 0,1 Па. В качестве такой критической температуры было выбрано значение  $T_{кр}=1400$  К, что соответствует упругости паров меди.

В работе [58] авторы показали, что для инициирования пробоя промежутка длиной 1 см достаточно напряжения 34 кВ, при этом концентрация паров меди достигала  $10^{21} \div 10^{22}$  м<sup>-3</sup>. Такая концентрация паров была достигнута при температуре тигля 1950 К.

Стоит отметить, что отключающая способность зависит от амплитуды отключаемого тока, скорости спада тока перед нулем тока  $dI/dt$ , скорости нарастания переходного восстанавливающегося напряжения  $dU/dt$  (ПВН).

Если после гашения дуги к вакуумному промежутку прикладывается высокое напряжение, то распределение потенциала в промежутке может сильно зависеть от остаточной ионизации. Влияние этого распределения на пробивные характеристики хорошо описаны в работах [3,5] и цитируемой в них литературе, где показана роль ионов в восстановлении электрической прочности.

Описанные выше процессы характерны для относительно ранних пробоев, происходящих в течение десятков микросекунд после перехода тока дуги через ноль при наличии восстанавливающегося напряжения. Однако в ВДК

встречаются более поздние пробои (повторные пробои), происходящие через единицы миллисекунд. К этому времени электроды остывают, отсутствует металлический пар и остаточная плазма полностью удалена из промежутка. На сегодняшний день существует несколько теорий, описывающих механизмы пробоя изолирующего вакуумного промежутка [3,5,19,44,59]:

- тепловая неустойчивость при автоэлектронной эмиссии с микронеоднородностей электрода,
- электрический пробой диэлектрических включений и пленок на поверхности электрода,
- пробой вследствие десорбции молекул и атомов газов,
- пробой вследствие удара макрочастицы о поверхность электродов.

Каждый из представленных механизмов в той или иной степени влияет на пробой вакуумного промежутка. Известно, что первые ВДК были склонны к пробоям из-за отсутствия технологий, позволяющих получить обезгаженный контактный материал, а также из-за наличия маслянистой пленки на поверхности контактов при откачке паромасляными насосами. На сегодняшний день технология производства ВДК исключает данные факторы, что позволяет практически полностью избавиться от этих двух причин ухудшения электрической прочности.

Наличие макрочастиц на поверхности электродов носит вероятностный характер, поскольку структура поверхности может существенно меняться при воздействии сильноточной дуги.

Даже при тщательной обработке поверхности электродов на ней имеются различные неровности. За счёт усиления электрического поля на неровностях возможна интенсивная автоэлектронная эмиссия и её переход во взрывную электронную эмиссию. Плотность эмиссионного тока определяется уравнением Фаулера-Нордгейма (1.1). Автоэлектронная эмиссия становится критической при значениях напряженности поля в пределах от  $10^9$  до  $10^{10}$  В/м. Это большие поля по сравнению с теми, которые применяются для расчета ВДК (порядка  $10^7$  В/м). Тем не менее, в экспериментах с ВДК

наблюдают АЭЭ. Из этого можно сделать вывод, что на микроскопическом уровне происходит усиление электрического поля на микровыступах, достаточное для интенсивной АЭЭ. Для определения напряженности на микровыступах вводят коэффициент локального усиления поля  $\beta$ . В этом случае выражение для напряженности поля принимает вид:

$$E = \frac{\beta U}{d} \quad (1.22)$$

Значение коэффициента  $\beta$  зависит от геометрических параметров микровыступа и может быть рассчитано для цилиндрических микровыступов как [4,12]:

$$\beta = 2 + \frac{h}{r} \quad (1.23)$$

где  $h$  и  $r$  – высота и радиус микровыступа соответственно.

Расчет значений приведен в [1,5], и показано, что типичные значения коэффициента  $\beta$  составляют от 100 до 300, однако для катодов ВДК могут достигать значений  $10^3$  [59].

Кроме того, следует отметить, что на электрическую прочность влияют отделяемые макрочастицы, присутствующие на поверхности стенок ВДК. Под воздействием механического удара или электростатических сил эти частицы высвобождаются, обладая электрической ёмкостью и неся избыточный заряд, и при прохождении через области существования ускоряющего электрического поля в промежутке между электродами приобретают энергию. При столкновении с электродом частицы могут вызвать пробой за счет локального повышения плотности десорбированного на поверхности электрода газа, за счет возникновения электронной эмиссии и за счёт частичного испарения частиц или самого электрода, который они бомбардируют.

Экспериментально подтверждено, что электрическая прочность между двумя электродами повышается пропорционально значению квадратного корня расстояния между электродами [9], в том числе выполненными из контактного материала ВДК (рисунок 1.7). В качестве основной причины



пробоя в таких условиях рассматривают удар макрочастицы о поверхность электрода [22]. Для инициирования пробоя частицы должны обладать достаточной энергией. Поэтому крупные частицы, способные накапливать большой электрический заряд, в условиях постоянного, переменного или импульсного напряжения большой длительности являются достаточно серьезной проблемой для электрической прочности межэлектродного промежутка.

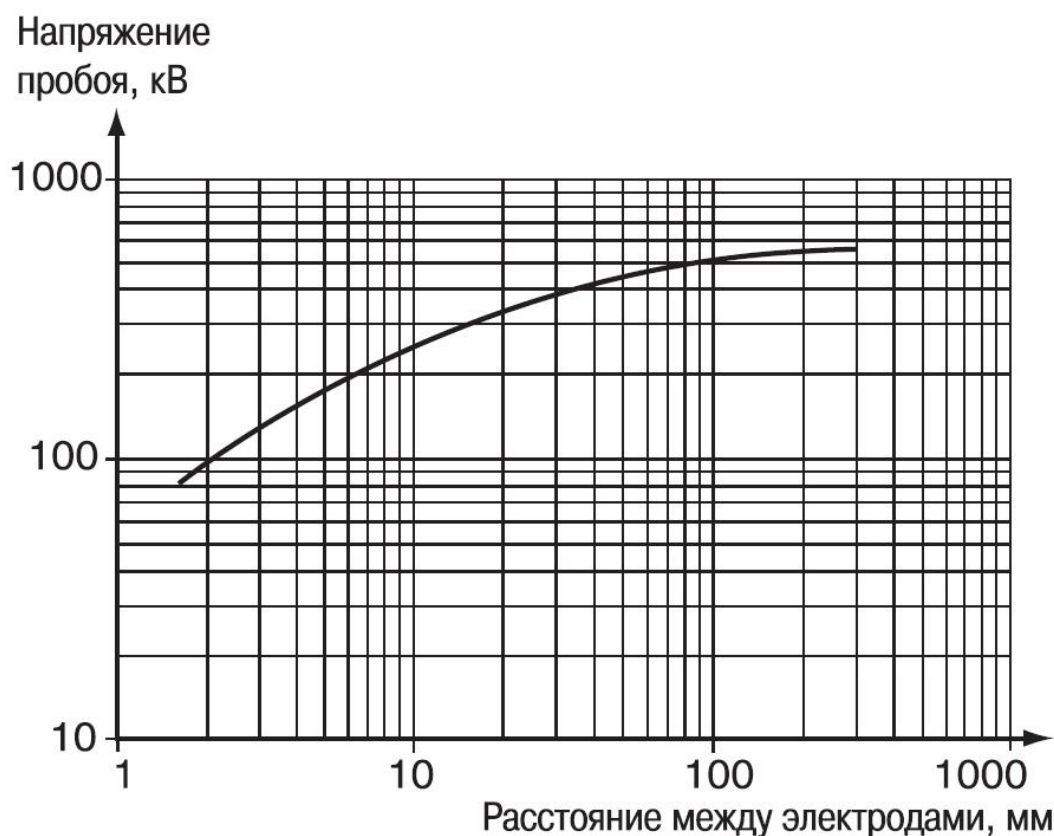


Рисунок 1.7. – Электрическая прочность вакуумного промежутка в зависимости от расстояния между электродами ВДК [57].

### 1.2.2 Формирование катодного слоя после перехода тока через ноль

В последуговой фазе (после фазы горения дуги и перехода тока через ноль) вакуумный промежуток начинает восстанавливать свои электроизоляционные свойства (раздел 1.2.1). В это время в промежутке все еще присутствует достаточно плотная плазма, состоящая из электронов и

ионов, которые образовались в результате ионизации испаренных с электродов нейтральных атомов. Последуговая фаза является критическим периодом, поскольку в этот момент к промежутку прикладывается быстрорастущее переходное восстанавливающееся напряжение (ПВН). Если данное напряжение выдерживается и не происходит пробой промежутка, то считается, что ВДК успешно выполнила свои функции.

Приложение ПВН приводит к формированию катодного слоя положительного пространственного заряда, который расширяется и выталкивает плазму из промежутка.

Авторы [60] предложили модель, описывающую поведение последугового тока и динамику катодного слоя в плазме низкого давления. Позже данная модель была использована авторами [61] для описания динамики катодного слоя в последуговой фазе, однако плазма рассматривалась как занимающая полупространство с постоянной плотностью. Далее [62] были предложены улучшения данной модели с использованием жидкостной модели плазмы вне слоя. Данные исследования показали необходимость знания распределения плотности плазмы вдоль разрядного промежутка, а также ее эволюцию в процессе роста катодного слоя.

За время порядка 1 мкс до перехода тока дуги через ноль происходит срез тока на уровне порядка 10 А [3,5] как следствие погасания катодных пятен при пороговых токах. Результатом этого является исчезновение источника сверхзвуковой катодной плазмы, и через время порядка 1 мкс, что соответствует переходу тока дуги через ноль, в промежутке остаётся плазма, не имеющая направленной скорости движения. При этом заметного роста ПВН ещё не происходит и ток в промежутке (post-arc current) поддерживается за счёт распада плазмы. Это так называемая фаза нуля напряжения [63].

Контакты вакуумного выключателя можно рассмотреть в рамках теории двойного зонда Ленгмюра, поскольку связь между током и напряжением определена [64], если принять во внимание следующие допущения:

- размеры электродов и расстояние между ними много больше длины Дебая,

- плазма стационарная и распределена равномерно вдоль разрядного промежутка, а все частицы, попавшие на электрод, адсорбируются на нем,

- температура электронов много больше температуры ионов,

- отсутствуют столкновения между частицами, как в плазме, так и в слое,

- не происходит образования новой плазмы.

В момент нуля тока, как ток, так и напряжение на промежутке равны нулю. Тепловая скорость электронов больше скорости ионов. Поэтому поток электронов на электрод больше потока ионов, что приводит к появлению электрического тока. Избыточный ток электронов приводит к появлению отрицательного плавающего потенциала электрода относительно плазмы, запирающего поток электронов и делающего его равным потоку ионов.

Т.к. на катоде (бывшем аноде) появляется растущее ПВН, то нарастающее электрическое поле отталкивает все больше электронов. Тем не менее, некоторая часть высокоэнергичных электронов в начальный период роста ПВН может преодолеть тормозящее электрическое поле и достичь катода.

Поскольку ПВН продолжает увеличиваться, потенциал катода достигает значения практически полного запираения потока электронов. С этого момента ток на катод определяется только потоком ионов (ионный ток насыщения), достигших катода. Дальнейшее увеличение ПВН приводит только к росту толщины катодного слоя и не оказывает прямого влияния на ионный ток насыщения, который с течением времени падает из-за снижения концентрации плазмы.

Электрическое поле на катоде проникает в квазинейтральную плазму, замедляет электроны и ускоряет ионы до скоростей, превышающих тепловые. В результате ускоренные ионы входят в катодный слой со скоростью Бома [12]:

$$v_B \approx \sqrt{\frac{kT_e}{M}}, \quad (1.24)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T_e$  – температура электронов,  $M$  – масса ионов. Скорость Бома и ионный ток насыщения связаны выражением:

$$i_{i,sat} = q_i v_B n_i A, \quad (1.25)$$

где  $q_i$  – средний заряд ионов,  $n_i$  – плотность ионов на границе плазма-слой, и  $A$  – площадь поверхности контактов.

Полагая, что электроны на границе плазма-слой имеют Максвелловское распределение по энергии, для электронного тока получим выражение:

$$i_e = j_{e,sat} A \exp\left(\frac{q_e V_p}{kT_e}\right), \quad (1.26)$$

где  $j_{e,sat}$  – электронный ток насыщения,  $q_e$  – элементарный заряд,  $V_p$  – падение напряжения в слое. В этом уравнении подразумевается, что электроны на границе плазма-слой должны иметь такую начальную скорость  $v_e$ , чтобы выполнялось условие  $\frac{1}{2}m_e v_e^2 \geq q_e V_p$ . Электронный ток насыщения достигается при условии, что потенциал контакта достигает большого положительного значения относительно потенциала плазмы. В абсолютном значении, электронный ток насыщения значительно превосходит ионный.

Для полного тока в соответствии с [63] имеем следующее выражение:

$$i = i_{i,sat} \tanh\left(\frac{q_e V}{2kT_e}\right), \quad (1.27)$$

где  $V$  – разность потенциалов между электродами. В данном выражении полный ток ограничивается ионным током насыщения.

Расширение катодного слоя, как функция времени  $s(t)$ , описана в работе [60]. Схематически рост катодного слоя продемонстрирован на рисунке 1.8.

Данная модель предполагает, что внутри катодного слоя электроны полностью отсутствуют, и уравнение (1.25) применимо для любой точки пространства внутри катодного слоя, в том числе и на границе плазма-слой. Поскольку слой проникает в плазму (растет), ионы, находящиеся в плазме, движутся к границе плазма-слой. В результате этого через слой начинает протекать дополнительный ионный ток, поэтому ток на границе слоя определяется как [65]:

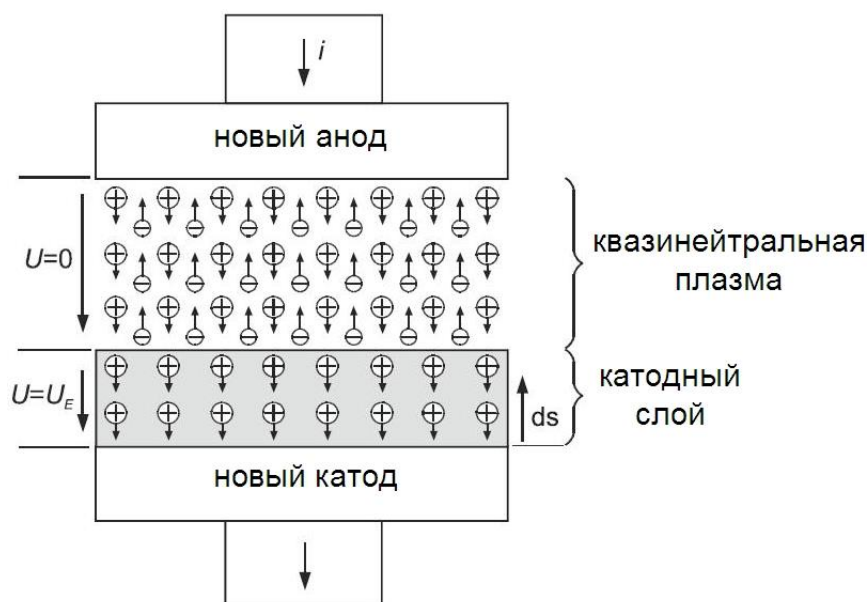


Рисунок 1.8. – Упрощенное представление роста катодного слоя в разрядном промежутке после перехода тока через ноль.

$$i = q_i \left( v_i + \frac{ds}{dt} \right) n_i A, \quad (1.28)$$

где  $v_i$  – скорость ионов на границе плазма-слой, а  $ds/dt$  – скорость расширения границы слоя. Связь между током  $i$ , напряжением  $V$  и толщиной катодного слоя  $s$  описана в работе Чайлда [66] и имеет вид (после преобразования в СИ):

$$i = \frac{4\epsilon_0 A}{9} \sqrt{\frac{q_i}{M}} \frac{V^{3/2}}{s^2}, \quad (1.29)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума. В модели Чайлда предполагается, что ионы начинают движение из состояния покоя. Однако уравнение (1.28) подразумевает, что ионы имеют начальную скорость (поскольку происходит движение слоя).

Авторы [60] дополнили модель Чайлда путем включения в нее начальной скорости ионов. В результате выражение для расширения катодного слоя принимает следующий вид [65]:

$$s^2 = \frac{4\epsilon_0 V_0}{9q_i n_i} \left[ \left( 1 + \frac{V}{V_0} \right)^{\frac{3}{2}} + 3 \frac{V}{V_0} - 1 \right], \quad (1.30)$$

где  $V_0$  вычисляется как:

$$V_0 = \frac{M}{2q_i} \left( v_i + \frac{ds}{dt} \right)^2 \quad (1.31)$$

Данная модель удовлетворительно описывает расширение катодного слоя после перехода тока через ноль в условиях роста напряжения.

Исследованию катодного слоя уделяют достаточно много внимания, поскольку это критическая фаза в восстановлении электроизоляционных свойств ВДК. Моделирование расширения катодного слоя рассмотрены в работах [65,67-70], а параметры последуговой плазмы с использованием зондовой диагностики в работах [71,72]. Однако данные работы нуждаются в экспериментальном подтверждении.

### 1.3 Выводы к Главе 1

Вакуумный дуговой разряд можно инициировать, например, облучением поверхности электродов лазером; разведением контактов, при протекании через них тока; бомбардировкой частицами, обладающих высокими скоростями; наличием первичной плазмы вокруг разрядного промежутка, находящегося под потенциалом; наличием дефекта сплошности покрытия электродов. Независимо от того, каким способом был инициирован дуговой разряд, промежуток нарушает свои электроизоляционные свойства. Нарушение вакуумной изоляции, т.е. пробой промежутка с последующим инициированием дуги, является негативным фактором как в вакуумной коммутационной технике (вакуумных дугогасительных камерах), так и в радиоэлектронной аппаратуре космических аппаратов.

Вакуумный выключатель способен выдерживать высокое напряжение, и быстро восстанавливать электрическую прочность промежутка после гашения дуги. Необходимость исследования процессов, протекающих в ВВ, как в течение горения дуги, так и после, обусловлена потребностью в выборе наиболее оптимальной конструкции электродов, материала электродов, расположения и формы экрана, окружающего разрядный промежуток.

Изучения гашения дуги и процессов, происходящих после перехода тока через ноль, сохранила свою актуальность до сегодняшнего дня. Решение данной проблемы поможет лучше понять происходящие процессы в ВДК, оптимизировать режимы работы и, возможно, усовершенствовать конструкцию ВДК. На сегодняшний день известно несколько моделей, удовлетворительно описывающих динамику катодного слоя, которые, так или иначе, нуждаются в экспериментальной проверке.

Проблема пробоя изолирующего промежутка в радиоэлектронной аппаратуре связана с переходом систем электропитания с 27 В до уровня 100 В. Ясно, что само по себе напряжение 100 В недостаточно для пробоя изолирующего промежутка, однако при наличии плазмы такое напряжение выше порога образования дуги.

На основании рассмотренного литературного обзора актуальными задачами являются:

- 1) исследовать динамику катодного слоя после обрыва дуги в условиях эскалации напряжения на промежутке;
- 2) измерить температуру поверхности анода, как основного источника паров, после обрыва дуги;
- 3) исследовать влияние длительности горения дуги на отключающую способность промежутка;
- 4) исследовать механизмы инициирования вторичного дугового разряда при окружении промежутка плазмой первичной дуги, в том числе и при наличии дефектов электроизоляционного покрытия электродов.

## Глава 2. Расширение катодного слоя сильноточной вакуумной дуги после перехода тока через ноль в условиях роста напряжения.

В настоящей главе представлены результаты исследования концентрации плазмы, температуры электронов в течение горения сильноточной вакуумной дуги, а также динамики расширения катодного слоя после обрыва дуги в условиях роста напряжения на промежутке. Основные результаты опубликованы в работах [37,39,73,74].

### 2.1 Экспериментальное оборудование и методика исследования

#### 2.1.1 Сильноточный высоковольтный стенд

Для исследования процессов, протекающих в сильноточной вакуумной дуге, был собран стенд на основе синтетической схемы по Вейлю-Доббке [5], электрическая схема которой представлена на рисунке 2.1. Фотография собранного стенда приведена на рисунке 2.2. Схема данного типа позволяет имитировать режим короткого замыкания электрической сети переменного тока.

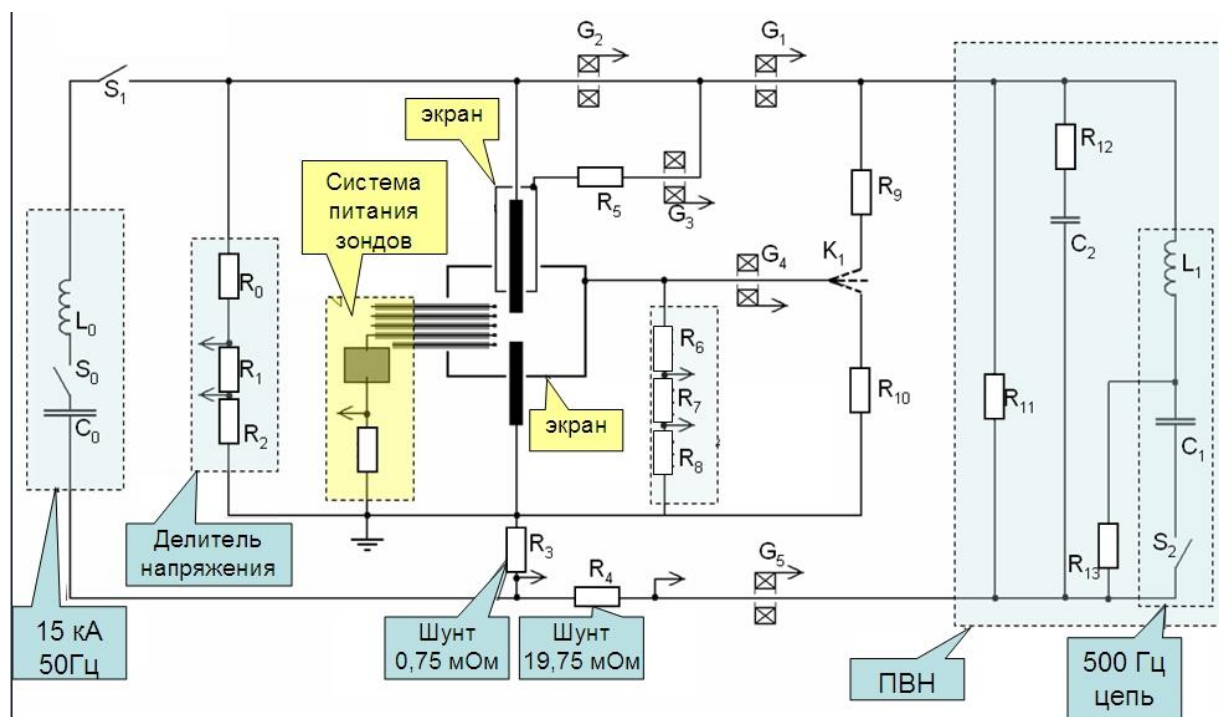


Рисунок 2.1. – Принципиальная электрическая схема экспериментального стенда.



Принцип работы схемы основан на параллельном подключении двух контуров, высокоточного низковольтного контура и менее высокоточного высоковольтного контура, на исследуемый разрядный промежуток.

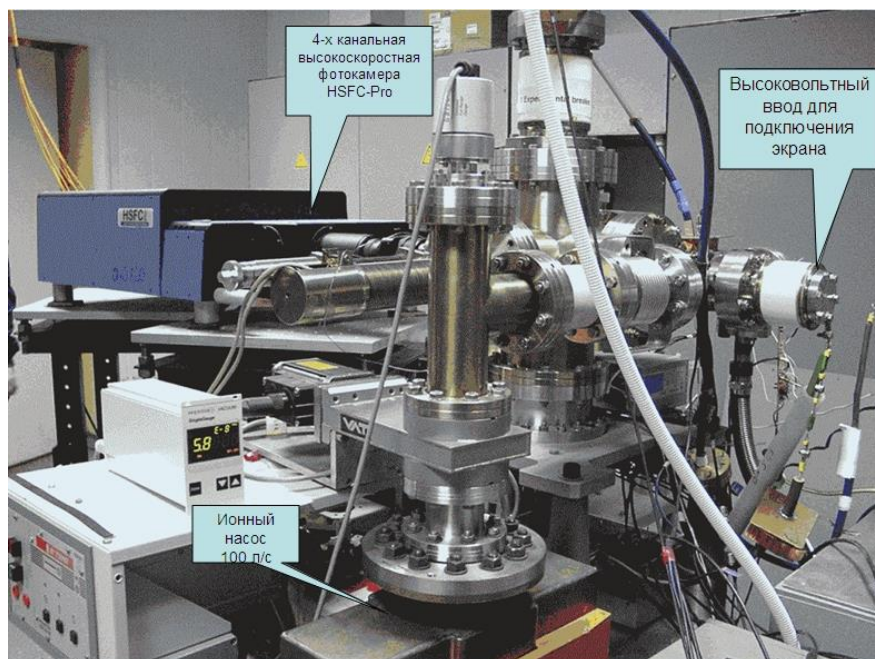


Рисунок 2.2. – Фотография экспериментального стенда и системы оптической регистрации разрядного промежутка.

Низковольтная высокоточная цепь образована элементами  $C_0=60$  мФ и  $L_0=170$  мкГн с тиристорным коммутатором  $S_0$ . Элемент  $C_0$  представляет собой набор параллельно соединенных конденсаторов МБГВ емкостью  $C=160$  мкФ каждый. Данная цепь генерирует гармонический импульс тока с длительность полупериода по основанию 10 мс, что соответствует промышленной частоте тока 50 Гц. При зарядном напряжении 950 В амплитуда тока достигает 15 кА (рисунок 2.3).

Высоковольтная, относительно менее высокоточная цепь образована элементами  $L_1=3,7$  мГн и  $C_1=12$  мкФ с коммутатором  $S_2$  на основе газонаполненного тригatronного разрядника. При зарядном напряжении 8,5 кВ данная цепь генерировала гармонический импульс тока, соответствующий частоте 500 Гц, амплитудой около 1,5 кА (рисунок 2.4).

Данные параметры схемы обеспечивали скорость спада тока  $dI/dt$  к моменту нуля тока, идентичную скорости спада тока в силовоточной цепи. После перехода тока через ноль цепь генерировала импульс переходного восстанавливающегося напряжения (ПВН) амплитудой до 41 кВ.

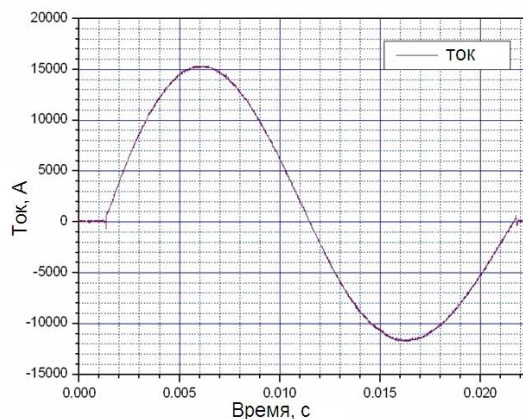
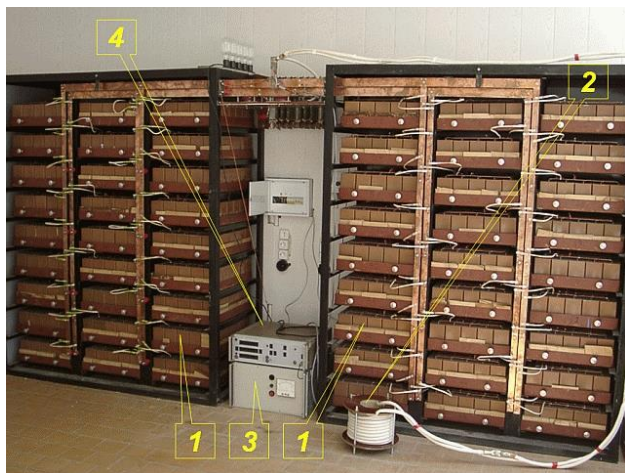
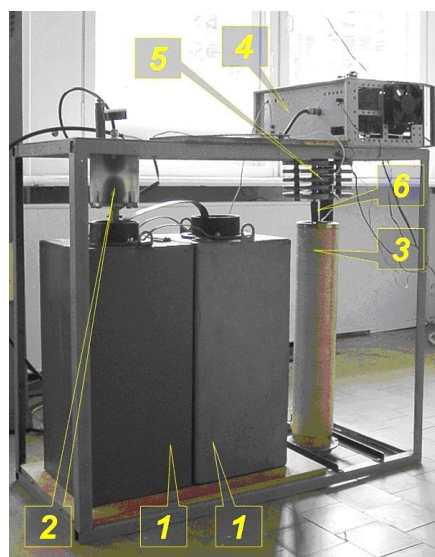


Рисунок 2.3. – Элементы, образующие силовоточную цепь и форма импульса тока, генерируемая цепью. 1- конденсаторная батарея, 2- катушка индуктивности, 3- источник питания, 4- генератор задержек.

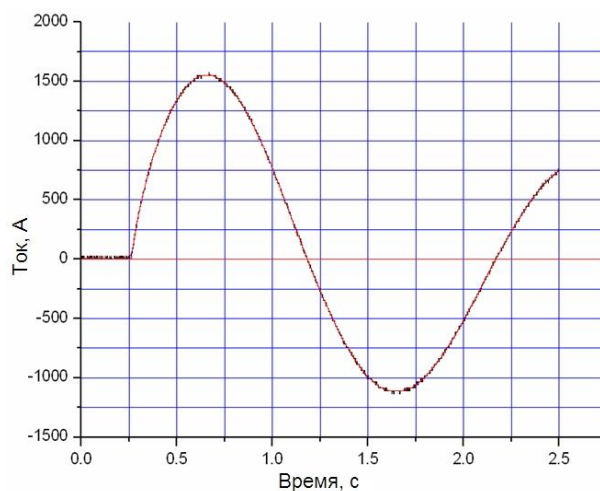
Для разделения высоковольтной и силовоточной частей использовался ключ  $S_1$  на основе серийного вакуумного выключателя тока напряжением до 40 кВ. В качестве разрядного промежутка использовался экспериментальный вакуумный выключатель, представляющий собой два помещенных в динамически откачиваемую вакуумную камеру контакта диаметром 20 мм из сплава  $Cu_{75\%}Cr_{25\%}$  или чистой бескислородной меди (рисунок 2.5, а). Один из контактов является подвижным, а другой – изолированным с использованием высоковольтного ввода. Скорость движения подвижного контакта составляет 1 м/с и остается практически постоянной на протяжении 10 мс (рисунок 2.5, в).

Верхний электрод оборудован дополнительным экраном (малый экран) диаметром 40 мм по всей длине держателя электрода. Данный экран позволяет разделить измерения последугового тока: на торцевую часть электрода и на его боковую часть. Экран был соединен с верхним

(потенциальным) электродом через резистор  $R_5 = 50$  Ом. Резистор служил для устранения токов короткого замыкания, а также для ограничения тока экрана в случае возникновения на нем катодных пятен. В то же время, при



(a)



(б)

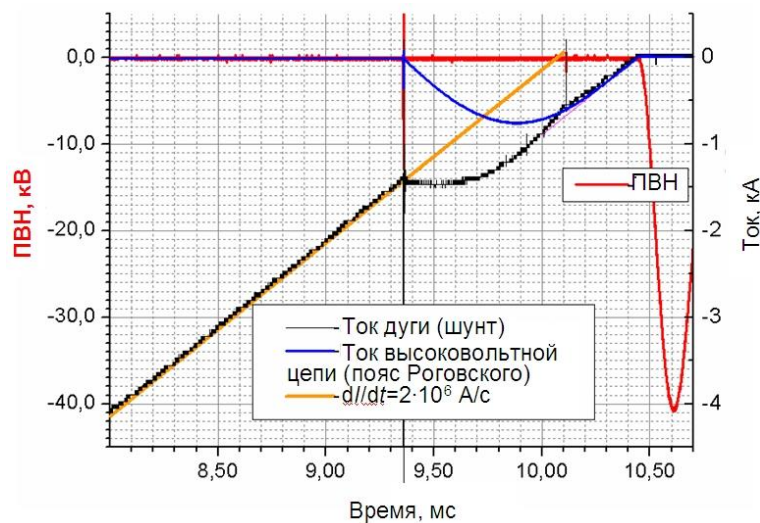
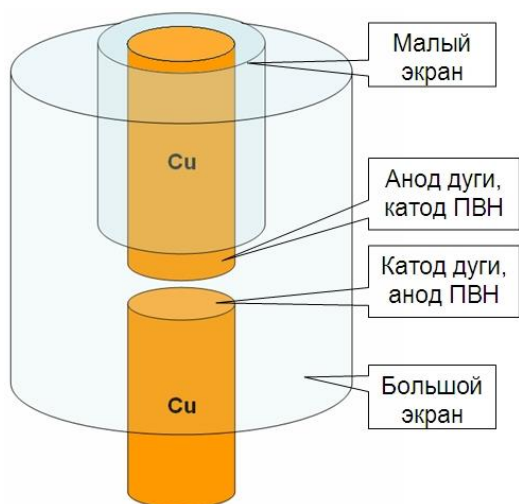
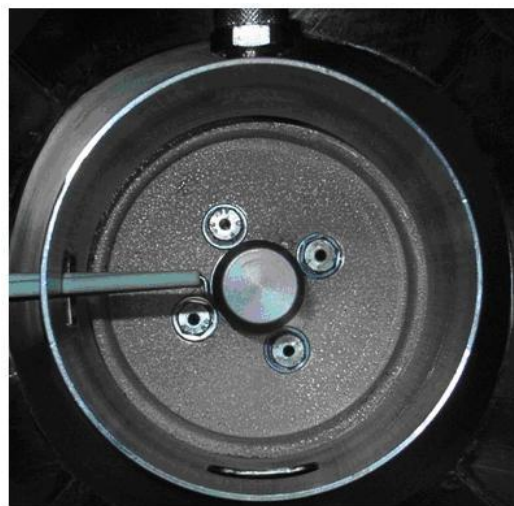


Рисунок 2.4. – Элементы, образующие высоковольтную цепь (а) и форма импульса тока (б), генерируемая цепью и скорость спада тока в момент перехода тока через ноль и рост напряжения ПВН после нуля тока (в). 1- набор конденсаторов, 2- газовый разрядник, 3- катушка индуктивности, 4- источник запуска разрядника, 5- дополнительные конденсаторы , 6- резистор.

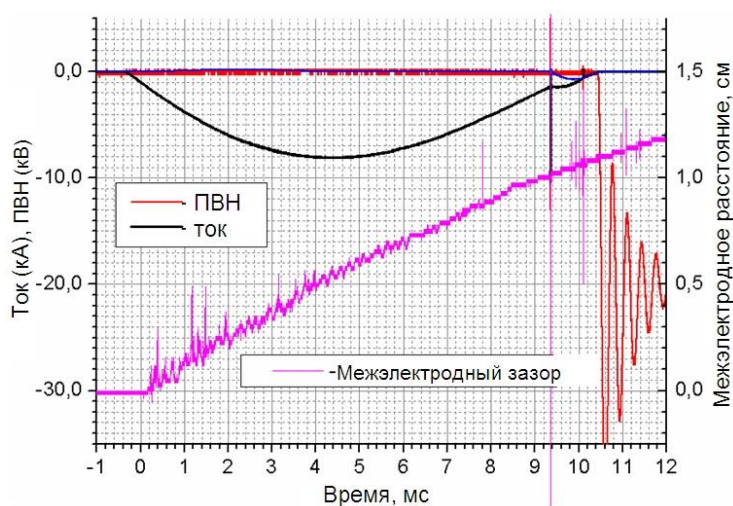




(а)



(б)



(в)

Рисунок 2.5. – Разрядный промежуток на примере медных электродов (а), фотография установленного экрана (вид сверху) (б) и осциллограмма тока, напряжения ПВН и скорости разведения контактов (в).

относительно небольшом последуговом токе ( $\sim 1$  А) на экран разница потенциалов электрода и экрана могла составлять десятки вольт, что намного ниже уровня ПВН. Для измерения последугового тока в цепи электрода и экрана и суммарного тока служили предварительно калиброванные пояса Роговского с электростатической экранировкой  $G_1$ ,  $G_2$  и  $G_3$ . Для измерения напряжения на экране и неподвижном электроде в двух диапазонах (вольты и

киловольты) используется резистивный делитель  $R_0$  (44 кОм)/ $R_1$  (500 Ом)/ $R_2$  (25 Ом).

Вокруг разрядного промежутка был установлен второй экран диаметром 96 мм и высотой 95 мм. В экране имеются отверстия для ввода линейки зондов и наблюдения процессов в разрядном промежутке через кварцевое окно, расположенное на одном из боковых фланцев установки. Данный экран благодаря ключу  $K_1$  (рисунок 2.2) может находиться под различными потенциалами: плавающий потенциал, потенциал земли и потенциал ПВН. Подача потенциала ПВН на экран возможна благодаря использованию высоковольтного металло-керамического вакуумного ввода. Фотография установленного экрана в промежутке приведена на рисунке 2.5(б). Выбор такой системы позволяет исследовать влияние потенциала экрана на отключающую способность выключателя. Для измерения потенциала большого экрана используется резистивный делитель  $R_6$  (52 кОм)/ $R_7$  (500 Ом)/ $R_8$  (25 Ом). При подключении экрана к потенциалу ПВН или заземлении экрана используются резисторы  $R_9$  (300 Ом) или  $R_{10}$  (4 Ом). Наличие данных резисторов препятствует образованию катодных пятен на экране. Для измерения тока на экран используется пояс Роговского  $G_4$ .

Все эксперименты проводились в условиях высокого вакуума порядка  $10^{-6}$  Па. Такой вакуум достигался путем нагрева вакуумной камеры до температуры  $>100$  °С при непрерывной откачке форвакуумным насосом в течении  $8 \div 10$  часов до уровня  $10^{-1}$  Па. После остывания камеры откачка производилась магниторазрядным насосом типа НМДО-100 со скоростью откачки 100 л/с.

Работа синтетической схемы в целом проиллюстрирована осциллограммами на рисунке 2.6. Изначально контакты вакуумных выключателей  $S_1$  и  $VCB$  замкнуты. После коммутации тиристора  $S_0$  начинает нарастать ток генератора  $L_0C_0$ . В момент времени  $t_1$  контакты вакуумного выключателя  $VCB$  начинают размыкаться. С этого момента в вакуумном

выключателе возникает дуговой разряд. Напряжение горения дугового разряда в момент разрыва контактов составляет величину  $\sim 20$  В, и возрастает с увеличением тока. Выключатель  $S_1$  начинает размыкаться практически в одно время с выключателем  $VCB$ . В момент времени  $t_2$  коммутируется разрядник  $S_2$ , в цепь выключателя  $VCB$  подается ток высоковольтной цепи  $L_1C_1$ . В момент времени  $t_3$ , когда ток низковольтного контура достигает нуля, полярность на вакуумном выключателе  $S_1$  изменяется и он восстанавливает свои электроизоляционные свойства, отсекая низковольтный контур. С этого момента ток в выключателе  $VCB$  обеспечен только высоковольтным контуром. Момент подключения тока высоковольтного контура выбирается таким образом, чтобы ток высоковольтной цепи достигал нуля спустя  $200\div 300$  мкс после нуля тока низковольтного контура; за это время плазма в выключателе  $S_1$  полностью распадается ( $t_2 \sim 700$  мкс до окончания полупериода тока низковольтной цепи  $t_3$ ).

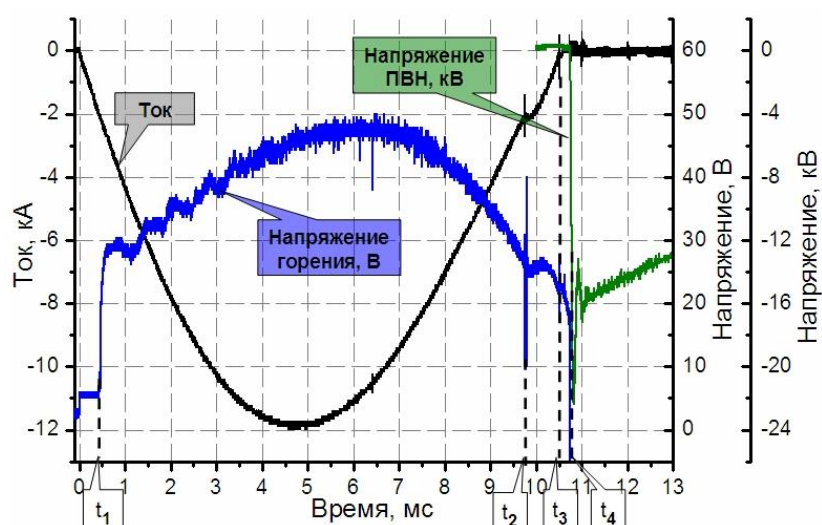


Рисунок 2.6. – Осциллограмма тока дуги, напряжения горения и импульса ПВН, иллюстрирующая работу синтетической схемы.

Переходное восстанавливающееся напряжение (ПВН) обратной полярности возникает на контактах выключателя  $VCB$  при переходе тока через ноль в момент  $t_4$ . Амплитуда и форма импульса напряжения ПВН определяется параметрами высоковольтного контура.

## 2.1.2 Методика проведения зондовых измерений

Для диагностики плазмы в течение времени горения дуги использовали систему двойного зонда Ленгмюра. Каждый из двух идентичных зондов представлял собой отрезок молибденовой проволоки диаметром 1,2 мм, помещенный внутрь керамической трубки с наружным диаметром 4 мм. Расстояние между зондом и внутренней поверхностью трубки составляет 0,1 мм, что обеспечивает электрическую изоляцию между зондом и трубкой. Концы зондов загнуты в азимутальном направлении без нарушения соосности трубки и проволоки (рисунок 2.7). Такая мера позволяет увеличить площадь собирающей поверхности зонда до 20 мм<sup>2</sup> без ухудшения пространственной разрешающей способности при зондировании в радиально-осевой плоскости.

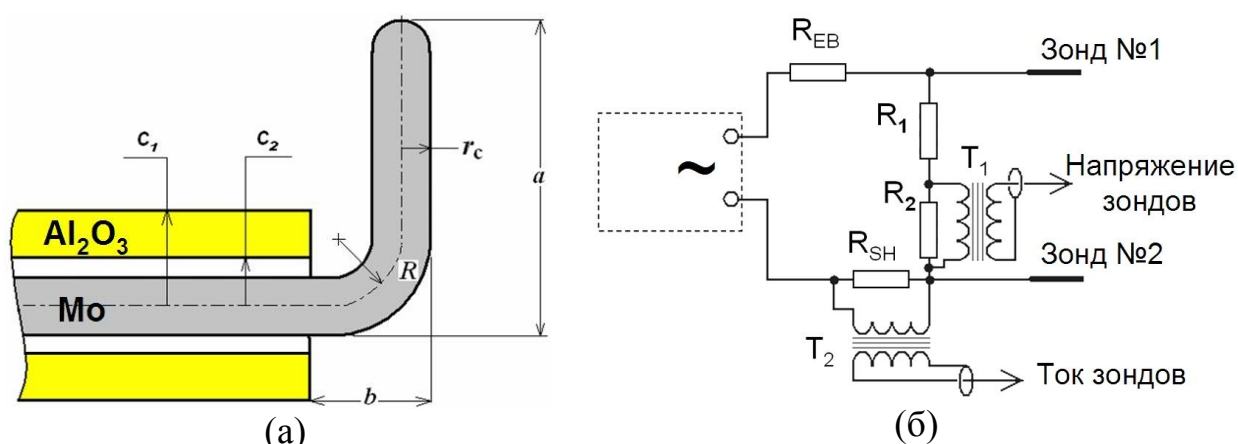


Рисунок 2.7. – Конструкция зонда и схема питания двойного зонда.

Геометрические размеры :  $a = 5,5$  мм,  $b = 2,12 \div 2,4$  мм,  $R = 1$  мм,  $r_c = 0,6$  мм,  $C_1 = 2$  мм, и  $C_2 = 1$  мм.

На плечи зонда подавалось переменное напряжение частотой, регулируемой в пределах 20÷400 кГц, длительностью 10 мс и амплитудой 30÷40 В. Электрическая схема включения двойного зонда представлена на рисунке 2.7(б). Для регистрации потенциала зондов относительно земли используется резистивный делитель  $R_1/R_2=2,2$  кОм/25 Ом. Для регистрации тока на зонд используется шунт  $R_{sh}=0,5\div 1$  Ом. Дополнительное сопротивление  $R_{EB}=3\div 10$  Ом необходимо для ограничения тока в цепи зонда.

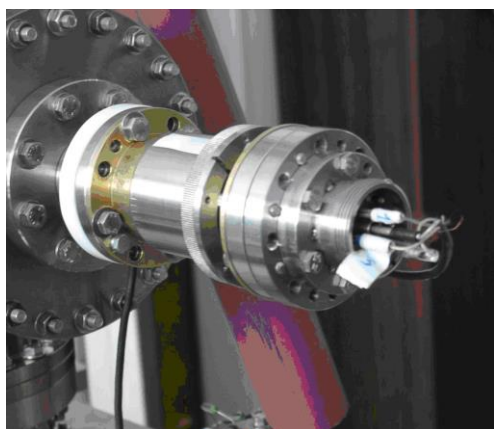
Система двойного зонда изолирована от земли. Для регистрации тока и напряжения между зондами в качестве гальванических развязок использовались трансформаторы с ферритовыми сердечниками.

Электронная температура плазмы восстанавливалась путем подгона экспериментальной вольтамперной характеристики двойного зонда к теоретической кривой, описываемой уравнением [64]:

$$i_p(V) = i_{is} \operatorname{th} \frac{e(V - \Delta V)}{2kT_e}, \quad (2.1)$$

где  $T_e$  – температура электронов в плазме,  $i_{is}$  – ионный ток насыщения,  $V$  – напряжение на зонде и  $\Delta V$  – разность потенциалов между плечами двойного зонда.

Для исследования динамики катодного слоя, после перехода тока через ноль, в условиях прикладывания к разрядному промежутку импульса ПВН использовалась система одиночных зондов Ленгмюра. В качестве одиночных зондов использовались плечи двойных зондов. Фотография разрядного промежутка с зондами представлена на рисунке 2.8.



(a)



Рисунок 2.8. – Разрядный промежуток с набором из 5 одиночных цилиндрических зондов Ленгмюра для исследования расширения катодного слоя и фотография манипулятора, позволяющего перемещать зонды в радиальном направлении.



Мы полагаем, что исследуемый плазменный объект, как и электроды, имеет осевую симметрию и для восстановления динамики слоя требуется регистрация радиальных и осевых распределений концентрации плазмы. С этой целью измерения осуществлялись системой из пяти зондов, расположенных на линии, параллельной оси промежутка. Вакуумный ввод располагался на манипуляторе, обеспечивающем перемещение гребенки зондов как единого целого в радиальном направлении. С целью установления положения зондов в случае, когда они находились в непосредственной близости от электродов, производилась визуализация разрядного промежутка с использованием 4-х канальной 12-ти разрядной высокоскоростной камеры HSFC Pro с электронно-оптическим усилителем яркости.

Каждый из зондов был соединен с одним из пяти независимых каналов источника питания. Каждый из каналов источника питания имел импеданс 25 Ом. Напряжение питания зондов по всем пяти каналам регулировалось синхронно в диапазоне от 20 до 50 В. Все пять каналов запускались одновременно за  $50 \div 100$  мкс до перехода тока дуги через ноль. Длительность импульса напряжения в каждом из каналов составляла  $>1$  мс. Схема питания одного канала зонда представлена на рисунке 2.9.

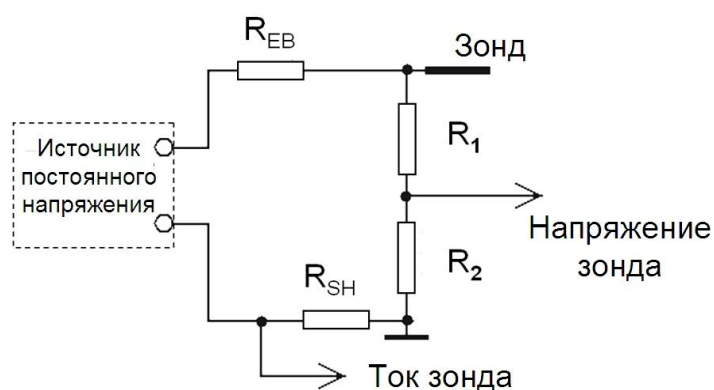


Рисунок 2.9. – Схема питания одиночного цилиндрического зонда Ленгмюра, используемого для исследования расширения границы плазмы после перехода тока через ноль.

## 2.2 Зондовые измерения параметров плазмы при горении сильноточной вакуумной дуги

### 2.2.1 Измерения двойным зондом

Для измерения температуры электронов плазмы на стадии горения сильноточной вакуумной дуги был использован двойной зонд. Частота переменного напряжения, подаваемого на зонды, составляла 100÷400 кГц. На рисунке 2.10 представлена типичная осциллограмма двойного зонда, а также результат ее обработки и полученные значения температуры электронов путем подгонки к выражению (2.1). Изменяемыми параметрами были: ионный ток насыщения на зонд  $i_{is}$ , температура электронов  $T_e$  и разность потенциалов  $\Delta V$ .

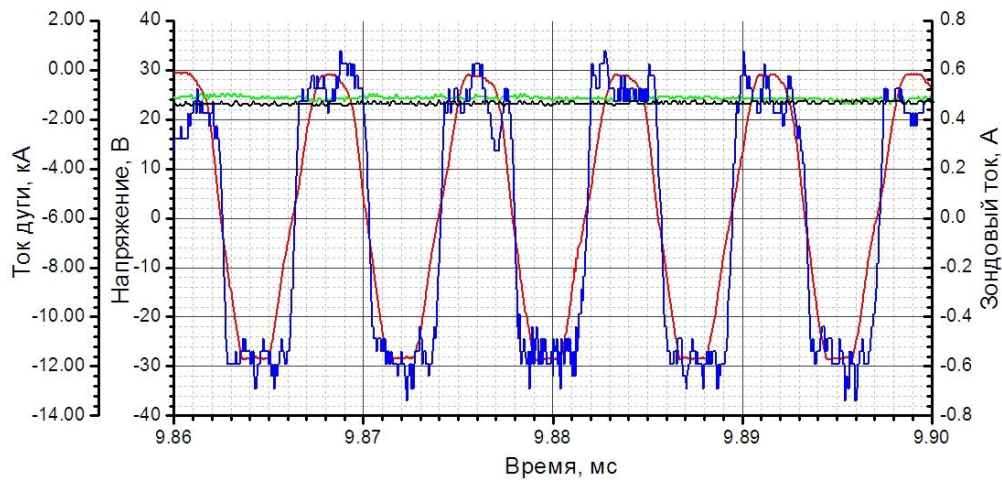
Как видим, температура электронов на стадии горения сильноточной дуги не зависит от частоты подаваемого на зонды напряжения, тока разряда и момента измерения и близка к 3 эВ. В дальнейшем мы полагаем, что температура электронов при переходе тока дуги через ноль (при исследовании динамики катодного слоя) изменяется незначительно и имеет значение, измеренное для стадии горения дуги.

Для восстановления концентрации плазмы, исходя из величины ионного тока насыщения, необходимо знать функцию распределения ионов по скоростям. С одной стороны, известно, что ионы в потоке плазмы, генерируемой катодным пятном на протяжении горения вакуумной дуги, имеют направленную компоненту скорости  $v_d \sim 10^6$  см/с, что превосходит Бомовскую скорость ионов в окрестностях отрицательного зонда. В этом случае ионный ток на зонд составляет величину:

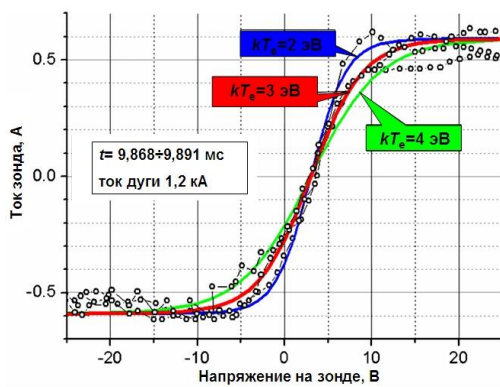
$$i_{is} = i_{dir} = S_{cs} \cdot e \langle Z \rangle n_i v_d = S_{cs} \cdot e n_e v_d, \quad (2.2)$$

где площадь собирающей поверхности зонда в плазменном потоке представляет собой площадь проекции зонда в направлении катода (нижнего электрода):

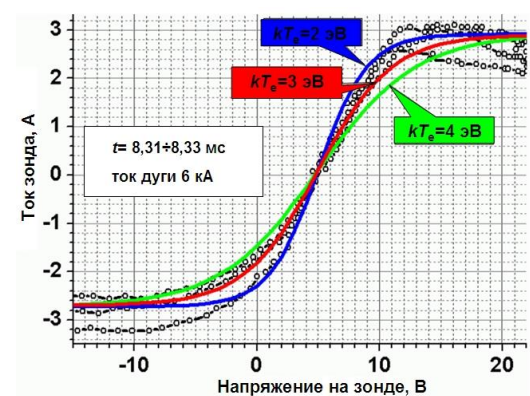
$$S_{cs} \cong 2R \cdot a = 1,2 \cdot 5,1 [\text{мм}^2] \cong 6,1 [\text{мм}^2] \quad (2.3)$$



(a)



(б)



(в)

Рисунок 2.10. – Набор осциллограмм тока и напряжения двойного зонда и тока и напряжения горения дуги (а), и ВАХ двойного зонда, полученные путем обработки в различные моменты времени (б,в). ВАХ построена на основе (2.1).

Тогда концентрация электронов запишется в виде

$$n_e [cm^{-3}] = \frac{i_{is}}{S_{cs} e v_d} \cong 1 \times 10^{14} \cdot i_{is} [A] \quad (2.4)$$

С другой стороны, необходимо учитывать взаимодействия потока ионов катодной плазмы с плотным нейтральным паром материала электродов в разрядном промежутке. В частности, в ряду ионно-атомных взаимодействий наибольшим сечением обладает процесс резонансной перезарядки. В результате таких взаимодействий в плазме появляется значительная доля ионов с энергиями, характерными для паров (с Максвелловским

распределением,  $kT_i \leq 1$  эВ). В этом случае ионный ток насыщения на отрицательный зонд и концентрация плазмы связаны между собой формулой Бома:

$$i_{is} = i_B = 0.4en_e S_{pr} \sqrt{\frac{2kT_e}{M}}, \quad (2.5)$$

где собирающей поверхностью является полная поверхность зонда  $S_{pr} \cong 19 \text{ см}^2$ . Подставляя измеренную электронную температуру  $kT_e = 3$  эВ, получаем для восстановления концентрации плазмы выражение:

$$n_e [\text{см}^{-3}] = \frac{i_{is}}{0.4eS_{pr} \sqrt{\frac{2kT_e}{M}}} \cong 2.7 \times 10^{14} \cdot i_{is} [\text{A}] \quad (2.6)$$

Сравнивая (2.4) и (2.6) видим, что значения концентрации, оцененные с использованием данных выражений на основании измерений, отличаются менее чем в 3 раза. В реальности функция распределения ионов по скоростям в плазме представляет собой некоторую комбинацию рассмотренных крайних случаев, причем, доля низкоэнергетических ионов должна возрастать с ростом давления нейтральных паров и уменьшении тока катодных пятен. Задолго до перехода тока дуги через ноль необходимо использовать для восстановления плотности плазмы выражение (2.4) вместо (2.6). Так, для интервалов времени, представленных на рисунке 2.10, плотность плазмы, согласно выражению (2.4), составила величину  $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при токе дуги 6 кА (рисунок 2.10, б), и  $6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при токе дуги 1,2 кА (рисунок 2.10, в).

При приближении тока разряда к нулю амплитуда сигнала двойного зонда уменьшалась и в момент нуля тока становилась сравнима с шумом. Характерные отрезки осциллограмм двойного зонда, включающие момент перехода тока через ноль, показаны на рисунке 2.11.

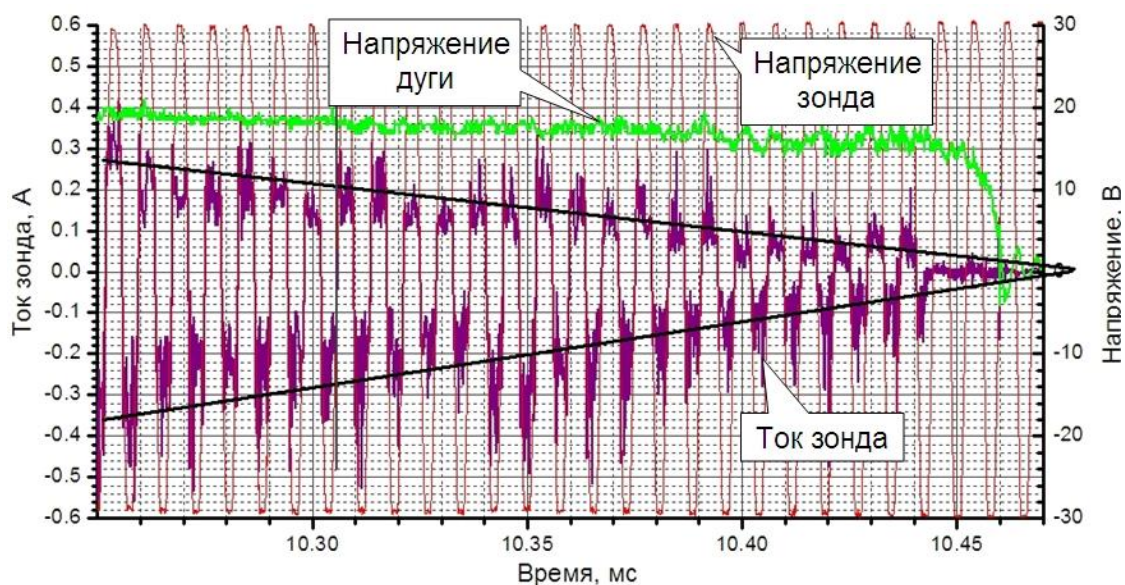


Рисунок 2.11. – Сигнал с двойного зонда в окрестностях нуля тока разряда амплитудой 10 кА. Сплошной линией показано затухание сигнала к концу полупериода тока.

Часто за  $10 \div 20$  мкс до перехода тока дуги через ноль амплитуда зондового тока обрывалась скачкообразно в течение  $2 \div 3$  мкс. Это может быть обусловлено двумя причинами. Наиболее простое объяснение такого скачка заключается в скачкообразном уменьшении плотности плазмы в окрестностях зондов. Второй причиной может оказаться резкое изменение функции распределения ионов по скоростям. Предположим, что момент начала срыва тока двойного зонда соответствует моменту гибели катодного пятна. До этого момента ионный ток насыщения на отрицательный зонд определяется в значительной степени ионным потоком, генерируемым катодным пятном, т.е. выражением (2.2). В течение  $2 \div 3$  мкс происходит уход быстрых ионов из разрядного промежутка, после чего ионный ток насыщения будет Бомовским, т.е. определяться выражением (2.5). При одной и той же концентрации плазмы Бомовский поток ионов на зонд почти в 3 раза менее плотный по сравнению с током быстрых ионов, что и обуславливает резкое снижение тока.

Экстраполяция уменьшения амплитуды ионного тока насыщения со временем (с током разряда) в момент перехода тока дуги через ноль также не

позволила однозначно и надежно определить ионный ток в этот момент. Относительно надежно можно произвести лишь верхнюю оценку ионного тока насыщения ( $0,01 \div 0,015$  А), на основании которой плотность плазмы может быть оценена как менее  $3 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> при амплитуде тока дуги до 10 кА включительно. В связи с этим измерение плотности плазмы вблизи перехода тока дуги через ноль по току двойного зонда было затруднительно. Поэтому для исследования редкой (концентрация  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> и ниже) плазмы (перед погасанием дуги), как с точки зрения надежной регистрации токовых сигналов, так и с точки зрения должного пространственного разрешения, является целесообразным использование одиночного зонда.

### 2.2.2 Измерения одиночным зондом Ленгмюра

Как упоминалось выше, регистрация ионного тока насыщения позволяет оценить параметры плазмы в течение горения дуги и не позволяет сделать этого при приближении тока дуги к нулю и после перехода тока через ноль. При концентрациях плазмы, соответствующих моменту перехода тока дуги через ноль, ионный ток насыщения становится настолько мал, что регистрируемый сигнал оказывается искаженным электромагнитным шумом, генерируемым установкой. В этой связи для измерения концентрации плазмы регистрировался электронный ток насыщения. Поскольку электронные токи на зонд могут достигать нескольких ампер, импеданс генератора смещения потенциала зонда был уменьшен до 9 Ом. С целью уменьшения влияния отбираемого зондом тока на параметры разряда вблизи перехода тока дуги через ноль использовался лишь один зонд в линейке, остальные были изолированы.

Электронная концентрация плазмы в окрестности зонда [12]:

$$n_e(t) = \frac{4j_e(t)}{ev_e}, \quad (2.7)$$

где  $v_e$  – тепловая скорость электронов:

$$v_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}, \quad (2.8)$$



а  $j_e$  – плотность электронного тока из плазмы:

$$j_e(t) = \frac{i_p(t)}{S_e(t)}, \quad (2.9)$$

где  $i_p(t)$  – ток на зонд,  $S_e$  – площадь эмиссионной границы квазинейтральной плазмы вокруг зонда.

Зонд в плазме схематически представлен на рисунке 2.12.

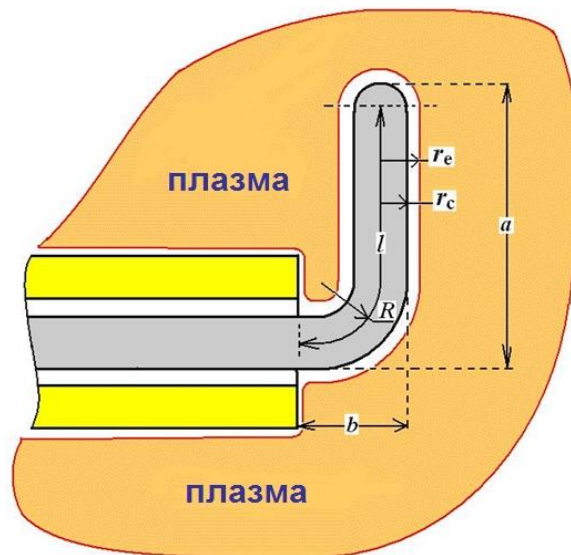


Рисунок 2.12. – Схематическое представление одиночного зонда, помещенного в плазму.

Для верхней оценки концентрации электронов в плазме пренебрежем толщиной слоя объемного заряда вокруг зонда и положим площадь эмиссионной границы равной площади зонда, т.е.

$$S_e(t) = \text{const} = S_c = 2\pi r_c(l + r_c), \quad (2.10)$$

где  $l = a + b - 3r_c - R(2 - \pi/2)$ , ( $a, b, R$  – измеряемые геометрические параметры зондов, рисунок 2.12).

Однако в реальной ситуации слой объемного электронного заряда меняется во времени и при высоком положительном потенциале зонда может иметь достаточно большие размеры. Поэтому для более корректного восстановления концентрации плазмы, оценки границ применимости упрощения (2.10) и оценки пространственного разрешения метода в целом полезно восстановить толщину слоя объемного электронного заряда вокруг

зонда ( $r_e - r_c$ ) и площадь эмиссионной границы квазинейтральной плазмы для каждого момента времени. С учетом этого уравнение 2.10 примет вид:

$$S_e(t) = 2\pi r_e(t)(l + r_e(t)) \quad (2.11)$$

Положение границы плазмы  $r_e$  вокруг зонда можно восстановить исходя из следующего: если пренебречь концентрацией ионов в слое, то можно рассматривать его как вакуумный диод, в котором эмиттером электронов является поверхность плазмы, а коллектором – поверхность зонда. Для цилиндрического диода плотность тока на коллекторе (зонде) описывается выражением Чайлда-Ленгмюра:

$$j_c = 2.334 \cdot 10^{-6} \frac{V_0^{3/2}}{r_e r_c \beta^2 \left( \frac{r_e}{r_c} \right)} \quad (2.12)$$

где  $r_e$  и  $r_c$  – радиусы эмиттера и коллектора, соответственно,  $V_0$  – падение напряжения в слое,  $\beta^2(r_e/r_c)$  – известная табулированная функция [64]. Зная  $j_c(t) = i_p(t)/S_c$  и  $V_0(t)$ , можно решением уравнения (2.12) для каждого момента времени найти радиус эмиссионной поверхности плазмы  $r_e(t)$ , а далее восстановить площадь эмиссионной поверхности плазмы  $S_e(t)$  по (2.11), плотность эмиссионного электронного тока насыщения из плазмы  $j_e(t)$  по (2.9) и  $n_e(t)$  по (2.7). Заметим, поскольку уравнение (2.12) трансцендентное, и в нём присутствует табулированная функция  $\beta^2(r_e/r_c)$ , оно решалось численно. Потенциал  $V_0(t)$  между зондом и плазмой определялся как

$$V_0(t) = V_p(t) - V_{pl}, \quad (2.13)$$

где  $V_p(t)$  – потенциал зонда, который восстанавливался с использованием осциллограмм по выражению:

$$V_p(t) = \frac{V_c}{i_p(t)R_p}, \quad (2.14)$$

где  $V_c$  – постоянное напряжение питания зонда. В расчетах потенциал плазмы  $V_{pl}$  принимался равным +10 В. Средняя тепловая скорость электронов принималась равной  $10^8$  см/с, что соответствует  $kT_e \approx 3$  эВ.



Как показали наши исследования, в выражении (2.7) плотность электронного тока насыщения из плазмы можно принять равной плотности тока на поверхность зонда:

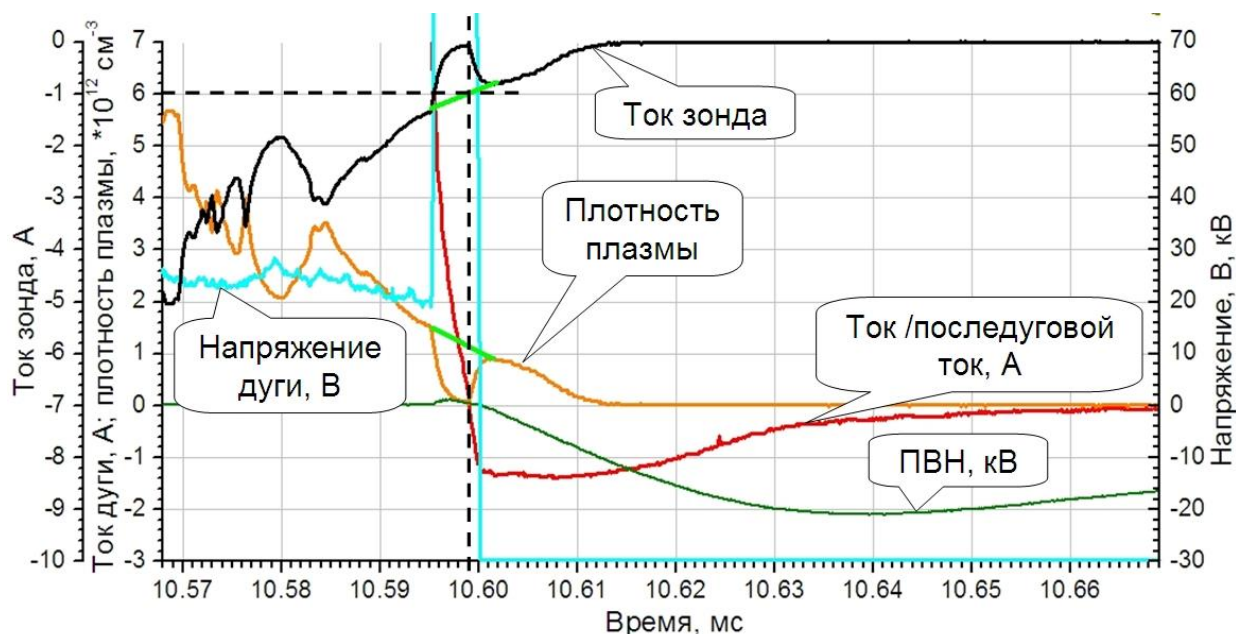
$$j_e \cong j_p = i_p / S_p \quad (2.15)$$

Данное приближение – это приближение тонкого призондового слоя объемного заряда, которое в нашем случае удовлетворительно выполняется при токах на зонд  $40 \div 50$  мА, т.е. вплоть до концентрации плазмы  $\sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

С учетом (2.15) выражение (2.7) принимает вид:

$$n_e [\text{см}^{-3}] \cong 1.2 \times 10^{12} \cdot i_p [\text{A}] \quad (2.16)$$

Восстановленная концентрация в окрестностях нуля тока по (2.16) представлена на рисунке 2.13



Как видно, перед погасанием дуги происходит всплеск напряжения, вызванный гибелью последнего катодного пятна. В результате потенциал плазмы повышается относительно положительного зонда и ток на зонд из плазмы прекращается, вызывая некий провал в сигнале. В этом случае концентрацию плазмы в момент перехода тока дуги через ноль можно

оценить путем интерполяции зондового сигнала, как показано зеленой линией на рисунке 2.13.

Результаты измерения концентрации плазмы одиночным зондом приведены в таблице 2.1. Данные результаты получены на основе статистики с числом актов горения дуги от 5 до 10 на каждое положение зондов, для данной амплитуды тока разряда, и усреднении тока на зонд по этим выстрелам. Затем среднее значение тока (и его стандартное отклонение) подставлялось в выражение (2.16).

Таблица 2.1. Средняя плотность плазмы при различном расстоянии зонда от разрядного промежутка и различной амплитуде тока разряда

Положение зонда Ток дуги, кА	3 мм		4,5 мм		18 мм	
	Средняя плотность	Отклонение	Средняя плотность	Отклонение	Средняя плотность	Отклонение
8	$9,65 \times 10^{11}$	$\pm 2,33 \times 10^{11}$	—	—	$3,63 \times 10^{11}$	$\pm 2,25 \times 10^{11}$
10	$2,51 \times 10^{12}$	$\pm 1,55 \times 10^{12}$	—	—	$1,23 \times 10^{12}$	$\pm 5,30 \times 10^{11}$
12	$5,50 \times 10^{12}$	$\pm 3,54 \times 10^{12}$	$2,69 \times 10^{12}$	$\pm 1,79 \times 10^{12}$	$3,85 \times 10^{11}$	$\pm 2,12 \times 10^{10}$

Из таблицы видно, что с увеличением тока разряда плотность плазмы возрастает, поскольку в промежуток вкладывается больше энергии, тем самым генерируется большее количество плазмы. При удалении зонда от электродов, при одном и том же токе разряда, концентрация также убывает.

Таким образом, использование одиночного зонда Ленгмюра позволяет получить данные параметров плазмы как до, так и после перехода тока дуги через ноль. Измеренная данным способом концентрация электронов в плазме после обрыва тока дуги не превышает значений  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Такие значения хорошо согласуются с измеренными ранее в работах [71,72,75].

### 2.2.3 Динамика катодного слоя

Помимо измерения параметров плазмы использование зондов позволяет восстановить динамику расширяющегося катодного слоя после перехода тока через ноль в плоскости радиально-осевого сечения разрядного

промежутка в предположение отсутствия азимутальной зависимости в распределении концентрации плазмы по объему. Для проведения таких экспериментов была разработана методика, в которой использовался набор из пяти одиночных цилиндрических зондов Ленгмюра, работающих в режиме электронного тока насыщения (см. рисунок 2.8).

В первую очередь были проведены эксперименты, когда все зонды были изолированы (т.е. находились под плавающим потенциалом). Т.о., пока горит дуга, зонды погружены в плазму и приобретают плавающий потенциал. После перехода тока дуги через ноль генерация плазмы прекращается, оставшаяся плазма распадается и зонды постепенно становятся освобождены от плазменного окружения. Пример таких осциллограмм приведен на рисунке 2.14.

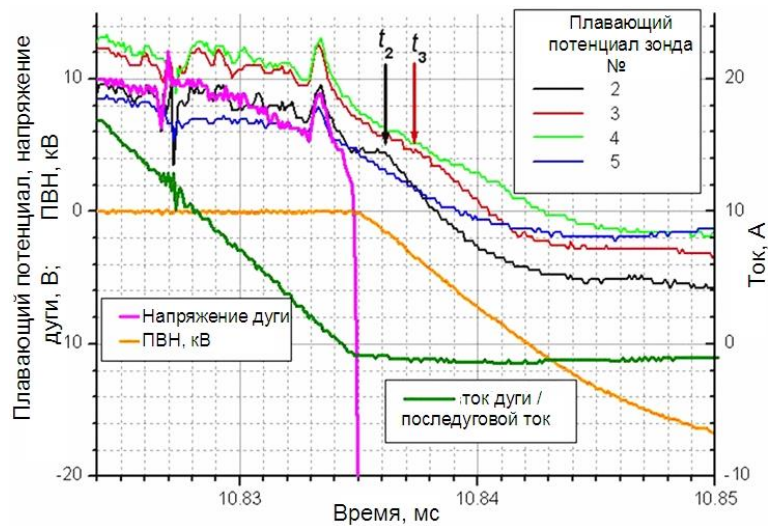


Рисунок 2.14. – Осциллограммы потенциалов зондов, находящихся под потенциалом плавания. Амплитуда тока разряда 8 кА.

После перехода тока дуги через ноль формируется катодный слой (п. 1.2.2). По мере продвижения (расширения) катодного слоя, образованного катодом ПВН и границей плазмы, зонды оказываются последовательно освобождены от плазмы (на рисунке 2.14 моменты времени  $t_2$ ,  $t_3$  для второго и третьего зондов соответственно). В этих условиях потенциалы изолированных зондов зависят как от потенциала плазмы (до тех пор, пока зонд погружен в плазму и выполняется условие его плавания), так и (по мере

снижения концентрации плазмы и после «оголения» зонда) от процессов зарядки/разрядки конструктивных емкостей зондов. Действительно, каждый зонд представляет собой своеобразный емкостной делитель напряжения, высоковольтное плечо которого образовано емкостью между зондом и катодом ПВН, а низковольтное - емкостью между зондом и стенками вакуумной камеры, т.е. между зондом и плазмой по всей (~ 30 см) длине керамической трубки зонда и емкостями зондов между собой. Ёмкости плеч такого делителя меняются по мере продвижения границы плазмы через промежуток. В данных условиях анализ осциллограмм потенциалов изолированных зондов не позволил получить однозначную информацию о динамике катодного слоя. Момент «оголения» зонда либо вообще невозможно идентифицировать, либо он определялся с недостаточной точностью по перегибу (рисунок 2.14). Поэтому было принято решение использовать зонды, работающие в режиме электронного тока насыщения.

Стоит отметить, что были проведены эксперименты, в которых два из пяти зондов находились под плавающим потенциалом, а на оставшиеся три зонда подавался положительный потенциал ~50 В. Полученные данные свидетельствуют о том, что наличие собирающего электроны зонда не оказывает заметного влияния на процессы, происходящие в межэлектродном промежутке. Следовательно, измерения, проведенные таким образом, можно считать корректными. Характерные осциллограммы электронных токов на зонды и потенциала плавания одного из изолированных зондов, для случая отсутствия импульса ПВН, приведены на рисунке 2.15 для двух расстояний от дугового промежутка. После перехода тока дуги через ноль (момент  $t_0$ ) уменьшение тока на зонды удовлетворительно описывается выражением:

$$i_p(t) = i_{p0} \exp(-(t-t_0)/\tau), \quad (2.17)$$

где  $i_{p0}$  – электронный ток на зонды в момент перехода тока дуги через ноль,  $\tau$  – декремент, равный  $6 \div 8$  мкс, слабо зависящий от расстояния зонд-промежуток.

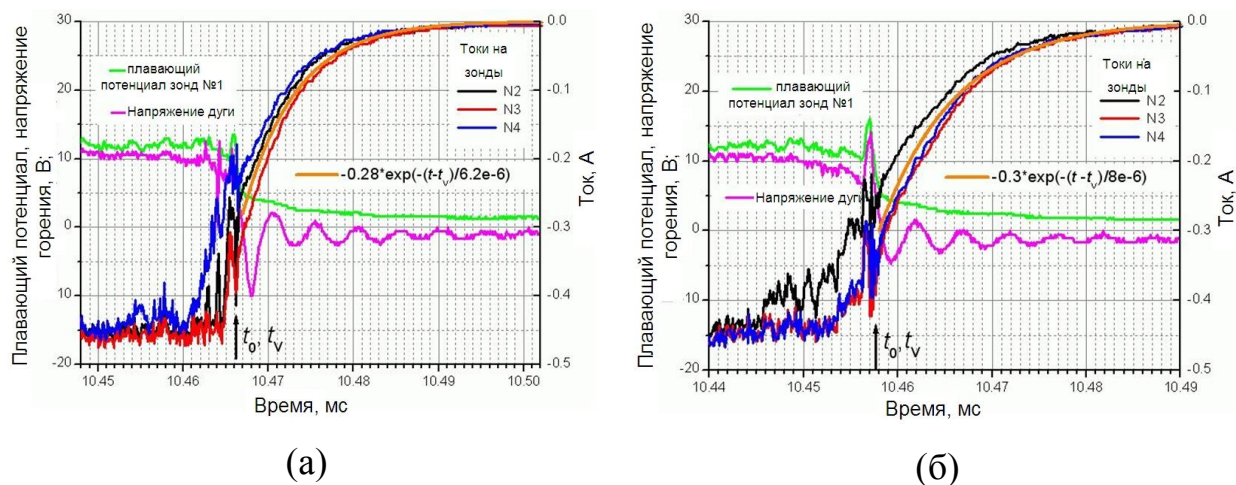


Рисунок 2.15. – Осциллограммы электронного тока на зонды № 2-4 и потенциала изолированного зонда №1 в отсутствии импульса ПВН и горизонтальной позиции  $x=3,2$  (а) и  $18,2$  мм (б), напряжение на зондах  $V_p=45$  В,  $I_{max}=8$  кА,  $di/dt=-1,8$  А/мкс.

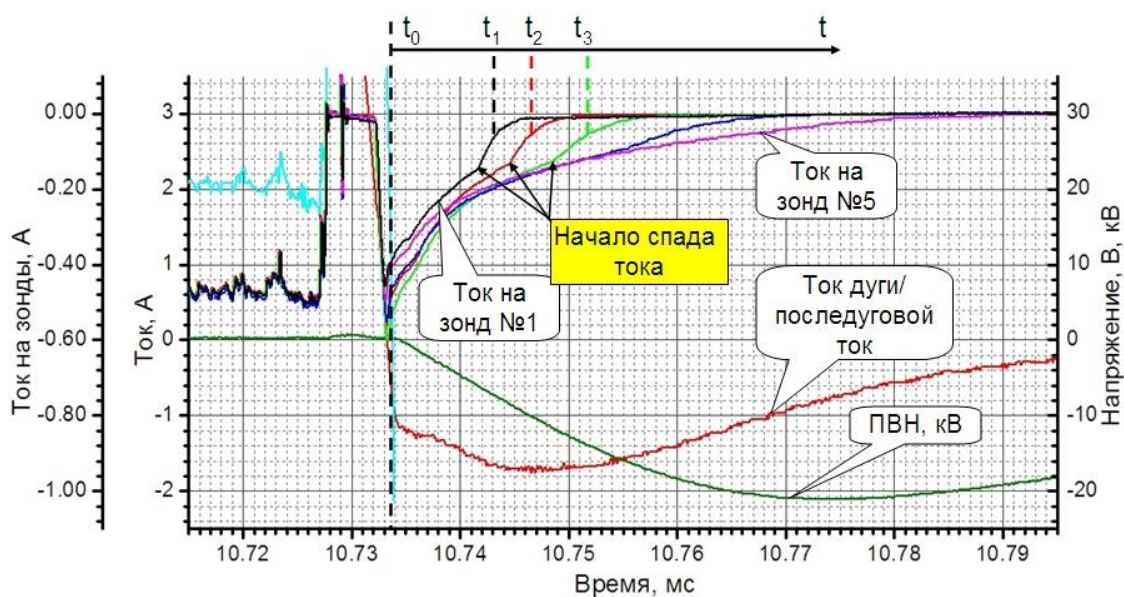
Видно, что при отсутствии импульса ПВН плазма в промежутке распадается за время порядка 25 мкс.

Вторая серия экспериментов проводилась, когда на все зонды подавался положительный потенциал. Типичные осциллограммы токов на зонды и фотография разрядного промежутка после перехода тока через ноль приведены на рисунке 2.16.

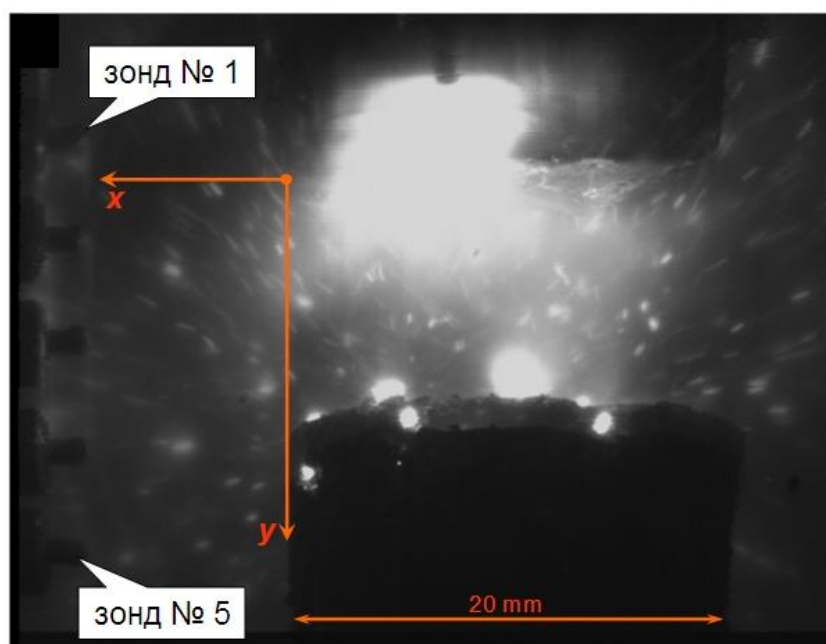
Видно, что электронный ток на зонды прекращается не постепенно, как на рисунке 2.15, а имеет некий обрыв. Образование таких обрывов можно связать с резким спадом концентрации плазмы вокруг зонда и уменьшением эффективной площади собирающей поверхности зонда при прохождении границы катодного слоя через зонд (т.е. освобождение зонда от плазмы). За момент оголения зонда мы принимали моменты времени, за который ток на зонд уменьшится в два раза (моменты времени  $t_1-t_4$ ). Данные моменты времени можно определить по осциллограммам с точностью до 0,1 мкс, что дает возможность делать достоверные выводы о динамике границы плазмы и слое пространственного заряда между плазмой и катодом ПВН, принимая во внимание промежутки времени не менее 0,1 мкс в качестве временной погрешности. После освобождения зонда от плазмы ток на него близок к



нулю и не изменяется в процессе роста ПВН. Это означает, что сигнал тока положительного зонда практически не подвержен наводкам, что нельзя сказать для изолированного зонда (рисунок 2.14).



(а)



(б)

Рисунок 2.16. – Осциллограммы напряжения горения дуги, тока/последугового тока дуги, импульса ПВН и токов на зонды в окрестностях нуля тока. Амплитуда тока разряда 10 кА, напряжение на зондах 35 В, фотография промежутка с экспозицией 100 мкс в момент за 950 мкс до нуля тока.

Таким образом, чтобы восстановить динамику слоя необходимо измерить времена обрывов зондовых токов на различном удалении линейки зондов от разрядного промежутка. Однако эксперименты показали, что от выстрела к выстрелу существует разброс как времени оголения зондов, так и токов на зонды. Более поздним временам оголения соответствуют более сильные зондовые токи. Связать это можно с зависимостью скорости продвижения границы плазмы от плотности плазмы, т.е., чем более плотная плазма, тем медленнее она эродирует на границе с катодным слоем. Разброс токов на зонды от выстрела к выстрелу, вероятно, связан со значительной неоднородностью плотности плазмы в разрядном промежутке в радиальном направлении и нестабильностью положения максимума плотности по радиусу электродов от выстрела к выстрелу. Также величина зондовых токов сильно зависела от положения анодного пятна на верхнем электроде. Решение данной проблемы состоит в усреднении времени оголения зондов, т.е. для каждого расстояния зондов от разрядного промежутка производилось от 5 до 10 выстрелов, измерялось время для каждого выстрела, а затем высчитывалось среднее время оголения для каждого зонда на данном расстоянии. Таким способом можно свести к минимуму разброс в измерениях времени оголения зондов. Пример применения данного метода представлен в таблице 2.2.

После нахождения средних времен становится возможным построение двумерной картины расширения катодного слоя в плоскости радиально-осевого сечения разрядного промежутка после перехода тока дуги через ноль в условиях быстронарастающего напряжения на промежутке. Результаты такого построения, соответствующие временам из таблицы 2.2, приведены на рисунке 2.17.

Таблица 2.2. Средние времена освобождения зондов от плазмы для различных расстояний от разрядного промежутка. Напряжение на зондах  $V_p=40\div 90$  В,  $I=8$  кА, скорость роста ПВН -1,4 кВ/мкс.

$x \backslash y$	-4,9	0,7	4,8	9,4	13,8
1,7	0,7 ( $\pm 0,29$ )	1,58 ( $\pm 0,41$ )	3,98 ( $\pm 0,69$ )	6,51 ( $\pm 0,79$ )	8,41 ( $\pm 0,9$ )
3,2	1,48 ( $\pm 0,39$ )	2,57 ( $\pm 0,49$ )	4,71 ( $\pm 0,9$ )	7,05 ( $\pm 1,01$ )	9,1 ( $\pm 1,14$ )
6,2	2,73 ( $\pm 0,78$ )	3,8 ( $\pm 0,74$ )	5,5 ( $\pm 1,04$ )	7,42 ( $\pm 1,22$ )	9,37 ( $\pm 1,56$ )
9,2	4,38 ( $\pm 1,12$ )	5,38 ( $\pm 0,45$ )	6,75 ( $\pm 1,2$ )	8,25 ( $\pm 0,92$ )	10,6 ( $\pm 1,6$ )
18,2	9,23 ( $\pm 2,11$ )	10,44 ( $\pm 2,02$ )	11,16 ( $\pm 2,29$ )	11,91 ( $\pm 2,12$ )	14,29 ( $\pm 3,56$ )
зонд	№1	№2	№3	№4	№5

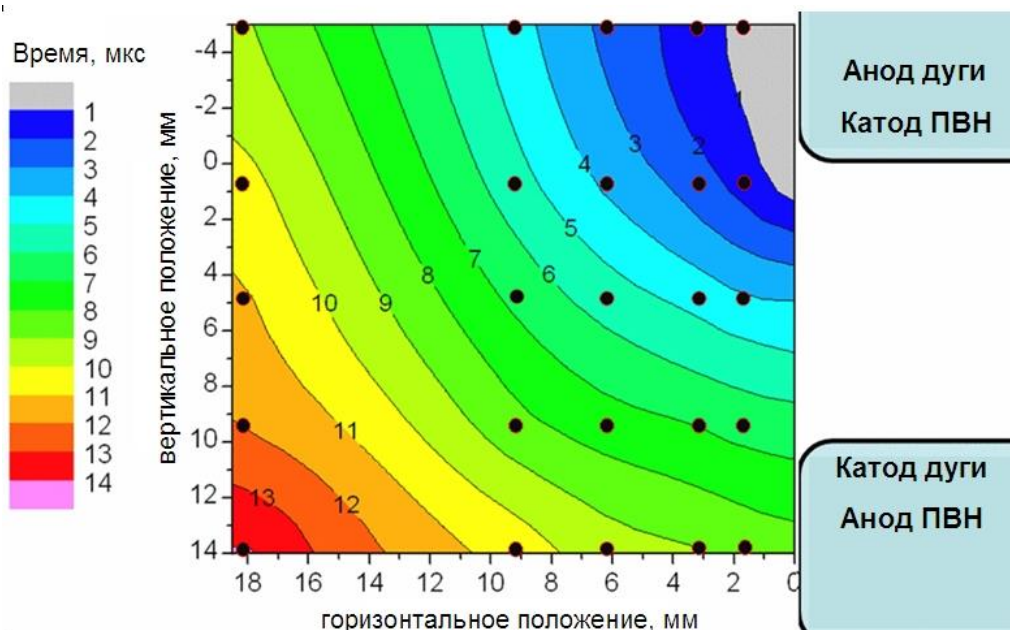


Рисунок 2.17. – Двумерное представление расширяющегося катодного слоя для времен из таблицы 2.2. Кружками показано местоположение зондов.

Для случая, когда амплитуда тока разряда составляет 10 кА, скорости роста ПВН 0,4 кВ/мкс, динамика слоя приведена на рисунке 2.18.



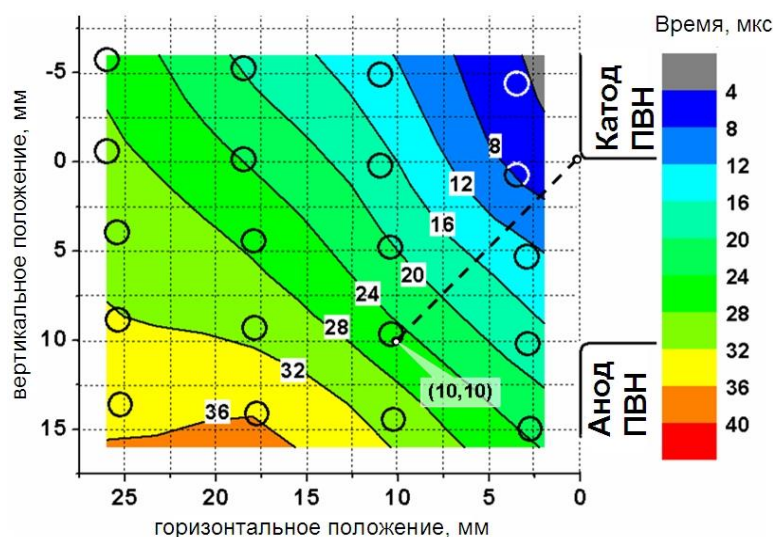


Рисунок 2.18. – Двумерное представление расширяющегося катодного слоя для тока дуги 10 кА и скорости роста ПВН 0,4 кВ/мкс. Положение зондов показано кружками.

Зная не только среднее время оголения зондов, но и ток на зонд в момент перехода тока дуги через ноль (по осциллограммам), можно, используя уравнение (2.16), восстановить среднюю концентрацию плазмы для различного расстояния от разрядного промежутка. Экспериментальные данные представлены на рисунке 2.19.

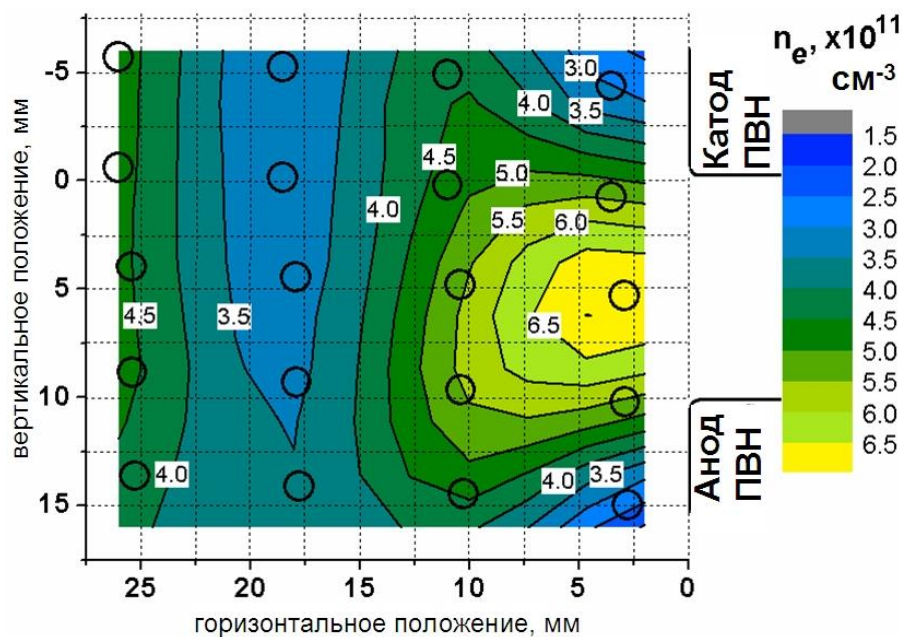


Рисунок 2.19. – Средняя концентрация плазмы в разрядном промежутке после горения 10 кА дуги.

Для исследования влияния амплитуды тока разряда, скорости роста ПВН на динамику катодного слоя необходимо определить время  $t_b$ , за которое катодный слой достигает определенного положения в пространстве (для примера возьмем положение  $x=1$  см,  $z=1$  см на рисунке 2.18). Среднюю скорость движения границы плазмы  $v_b$  можно оценить исходя из геометрических соображений. Затем для момента времени  $t_b$  определяем напряжение на промежутке  $V(t_b)$  (по значению ПВН на промежутке). Зная расстояние и напряжение можно оценить среднюю напряженность электрического поля в данной точке пространства:

$$E = V(t_b)(x^2 + z^2)^{-1/2}, \quad (2.18)$$

Зависимость скорости расширения катодного слоя, а также средней напряженности поля в слое, в зависимости от амплитуды тока разряда и скорости роста ПВН представлены в таблице 2.3.

Таблица 2.3. Параметры расширяющегося катодного слоя для случая, когда он достигает положения  $x=1$  см,  $z=1$  см как на рисунке 2.18

$I$ , кА	$dV/dt$	$t_b$ , мкс	$v_b, \times 10^4$ , см/с	$V$ , кВ	$E$ , кВ/см
8	0,4	21	6,7	8	5,7
	0,8	16,2	8,7	13	9,2
10	0,4	25	5,6	9,8	7
	0,8	21	6,7	16,3	11,6

При увеличении тока разряда скорость расширения катодного слоя уменьшается из-за более плотной плазмы и более плотных паров металла в промежутке, при этом происходит увеличение напряженности электрического поля. Однако, каковы бы не были параметры разряда, измеренная скорость расширения слоя почти всегда близка к скорости Бома и составляет величину порядка  $10^5$  см/с. Полученные нами данные находятся в соответствии с данными компьютерного моделирования в работе [76]. Электрическое поле в слое более чувствительно к скорости роста ПВН, чем

скорость распространения границы слоя. Абсолютные же значения напряженности электрического поля не вызывают опасения с точки зрения пробоя по механизму инициирования эктона [1] в результате взрыва твердотельного автоэммиттера. Однако после воздействия дуги поверхность контактов является расплавленной. На поверхности появляются различные неоднородности, которые усиливают поле до значений, при которых возможно формирование конуса Тейлора, что, в конечном счете, приводит к пробую промежутка [42].

Для исследования закономерностей динамики катодного слоя при приложении импульса ПВН актуально измерение моментов оголения зондов  $t_1 \dots t_5$ . Поэтому важен ответ на вопрос - не окажутся ли эти моменты зависимы от потенциала зонда? Для ответа на этот вопрос была проведена серия экспериментов, отличающихся только напряжением источников питания зондов  $V_{CO} = 20 \div 90$  В. Результаты показали, что среднее время оголения зондов практически не зависит от напряжения на зондах, а в большей степени зависит от расстояния зонд-промежуток.

**Влияние большого экрана.** Исследования по влиянию экрана, окружающего разрядный промежуток, на динамику катодного слоя и пробой промежутка проводились при различных условиях: разный потенциал экрана и разный материал контактов. Эксперименты проводились для двух типов сплошных контактов без генерации магнитного поля, медных и выполненных из CuCr, путем постепенного повышения амплитуды тока разряда от 8 до 12 кА. Результаты представлены на рисунке 2.20.

Из рисунка 2.20 видно, что наихудший вариант с точки зрения пробоя – это заземленный экран. Затем идет случай экрана под потенциалом ПВН. В данном случае ситуация немного улучшается в виду того, что отрицательный потенциал экрана способствует эрозии границы плазмы (т.е. собирает ионы на себя). Однако при большом отрицательном потенциале возникает вероятность того, что макрочастицы, адсорбированные экраном, покинут его, ускорятся в поле и, в конечном итоге, вызовут пробой. Когда экран

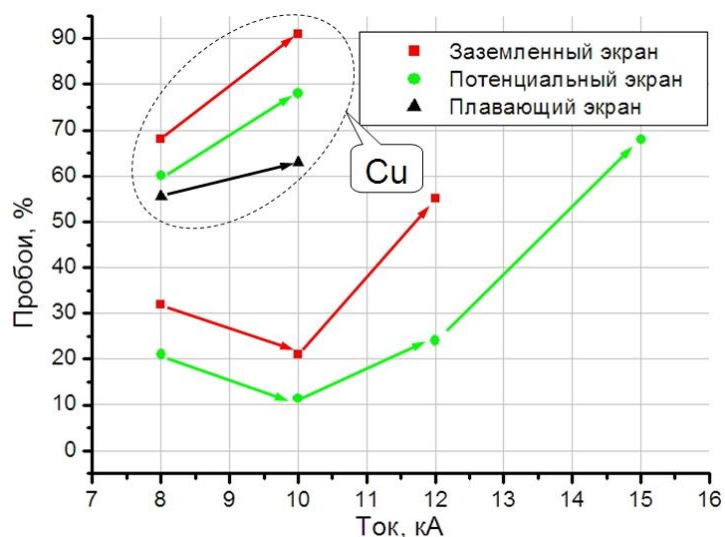


Рисунок 2.20. – Зависимость количества пробоев от тока разряда при контактах из Cu и CuCr и различном потенциале экрана, окружающего разрядный промежуток.

находится под плавающим потенциалом, то после перехода тока дуги через ноль он оказывается под небольшим отрицательным потенциалом. В этом случае его поведение похоже на поведение экрана под потенциалом ПВН, т.е. экран вытягивает на себя ионы из плазмы. Однако небольшой потенциал экрана, а, следовательно, и слабое электрическое поле, не позволяют развиваться пробоем с экрана.

Динамика катодного слоя для случая заземленного и плавающего экрана практически идентична и проиллюстрирована на рисунке 2.18. Однако когда экран находится под потенциалом ПВН, со стороны экрана также образуется слой пространственного заряда, который движется в сторону промежутка. В этом случае динамика плазмы показана на рисунке 2.21.

При такой ситуации экран поджигает плазму обратно к промежутку, соответственно создаются лучшие условия для образования повторного пробоя при приложении к промежутку импульса ПВН.

### **Пространственное и временное разрешение метода.**

Толщина слоя вокруг зонда накладывает ограничение на пространственное разрешение метода измерения концентрации плазмы и

динамики катодного слоя. Действительно, реальные размеры зондируемой области не могут быть меньше толщины призондового слоя. Для того, чтобы оценить пространственное разрешение, необходимо восстановить динамику эмиссионной поверхности плазмы вокруг зонда. Расширение эмиссионной поверхности восстанавливалось с использованием выражений (2.11)÷(2.12). Результат восстановления зондового слоя приведен на рисунке 2.22.

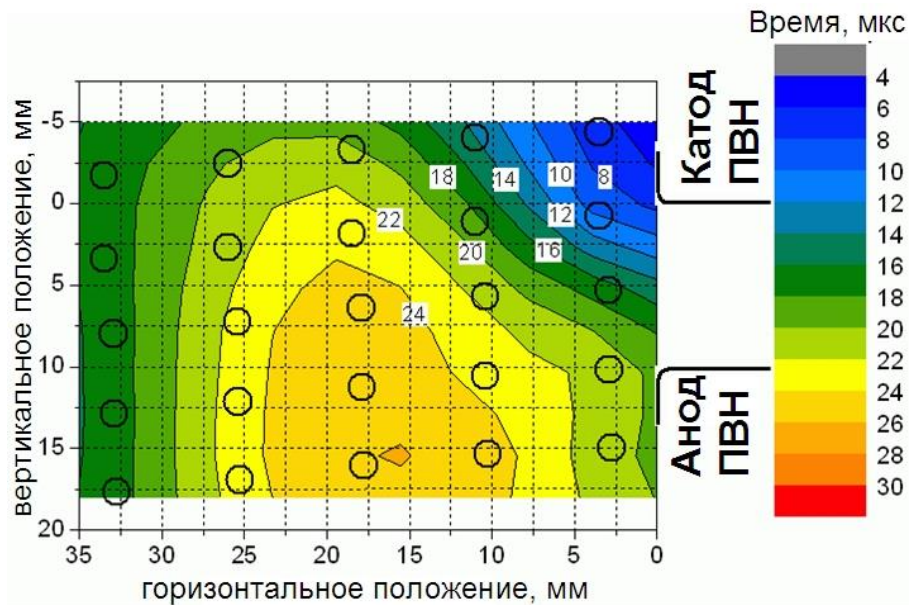


Рисунок 2.21. – Динамика катодного слоя для случая экрана, находящегося под потенциалом ПВН. Ток разряда 12 кА, скорость роста ПВН 0,4 кВ/мкс.

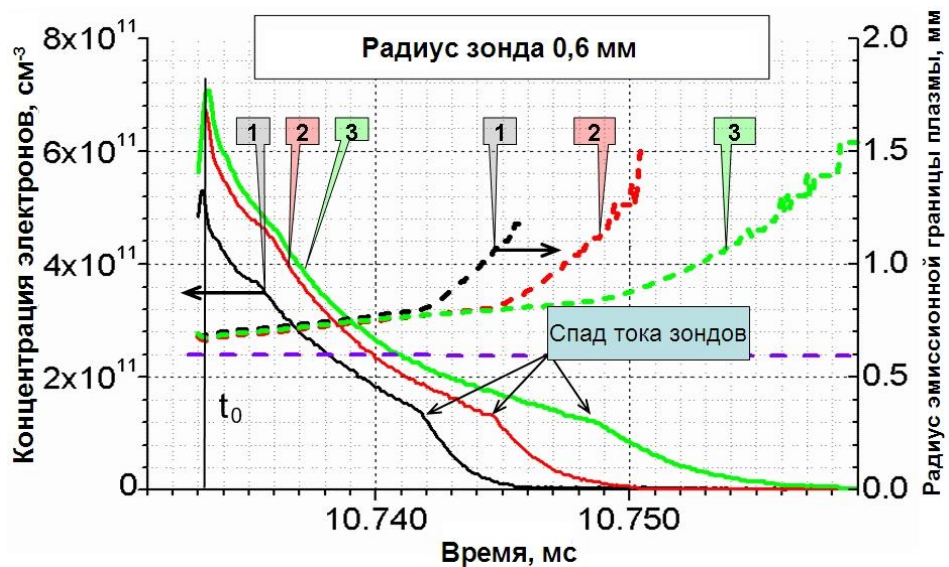


Рисунок 2.22. – Концентрация плазмы и радиус эмиссионной поверхности плазмы вблизи нуля тока. Ток разряда 10 кА.

Согласно этому толщина слоя вокруг зонда составляет величину около  $0,2 \div 0,3$  мм и остается на том же уровне вплоть до оголения зонда. Таким образом, данный метод регистрации динамики катодного слоя имеет пространственное разрешение не хуже 2 мм (радиус зонда + радиус эмиссионной поверхности плазмы). Отметим, что метод применим для достаточно редкой плазмы ( $10^{10} \text{ см}^{-3}$ ), т.е. вплоть до ситуации, когда ток на зонд составляет величину порядка 0,1 А.

Кроме того, при исследовании динамики процесса требуется учёт временного разрешения метода, что в нашем случае определяется временем установления слоя зонда. Это время можно оценить исходя из времени пролета ионов данного слоя. Для верхней оценки возьмем толщину слоя  $0,2 \div 0,3$  мм – это та толщина, после которой начинается резкий спад тока на зонд, и, соответственно, радиус эмиссионной границы слоя резко увеличивается (становится соизмеримым или больше радиуса зонда вследствие падения концентрации). Т.к. скорость Бома приблизительно равна  $10^5$  см/с, то время прохождения ионами слоя равно  $0,2 \div 0,3$  мкс.

### 2.3 Выводы к Главе 2

1. С использованием одиночного и двойного зондов Ленгмюра измерена температура электронов в течение времени горения сильноточной вакуумной дуги и восстановлена концентрация плазмы в окрестностях нуля тока. Найдено, что температура электронов составляет величину порядка 3 эВ и не зависит от тока разряда и момента измерения. В дальнейшем полагаем, что после перехода тока через ноль температура изменяется незначительно и равна величине, измеренной в течение горения дуги. Концентрация плазмы вблизи перехода тока дуги через ноль составляет величину менее  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

2. Разработана методика, позволяющая восстановить динамику катодного слоя после перехода тока дуги через ноль при приложении к промежутку высоковольтного импульса ПВН с использованием набора одиночных зондов Ленгмюра, работающих режиме электронного тока насыщения. Найдено, что

средняя скорость расширения катодного слоя по порядку величины равна  $10^5$  см/с, что соответствует скорости Бома. Скорость расширения слоя увеличивается с увеличением темпа роста ПВН и уменьшается с увеличением тока разряда. При наличии экрана, окружающего разрядный промежуток и находящегося под потенциалом ПВН, слой объемного заряда расширяется от экрана в сторону разрядного промежутка.

3. Найдено, что средняя напряженность электрического поля в расширяющемся катодном слое составляет величину порядка 10 кВ/см. Установлено, что средняя напряженность поля растет с увеличением амплитуды тока разряда и увеличением темпа роста ПВН.

### **Глава 3. Формирование анодного факела при горении сильноточной вакуумной дуги**

Процессы в разрядном промежутке после погасания сильноточной вакуумной дуги и при последующем росте ПВН в значительной степени определяются анодными процессами при горении дуги. Одним из ключевых параметров является температура анода в конце акта горения дуги, поскольку анод после перехода тока через ноль становится катодом и при этом термоавтоэмиссия является одним из источников электронов в промежутке. Кроме того, высокая температура поверхности анода приводит к испарению материала, росту давления паров металла в промежутке и является одним из факторов, снижающих электрическую прочность вакуумного выключателя тока после погасания дуги. В этой связи исследование анодных процессов представляет большой практический интерес и требует целенаправленного исследования. Основные результаты опубликованы в [46,48,77-80].

#### **3.1 Описание экспериментов**

##### **3.1.1 Экспериментальная установка**

Эксперименты по исследованию анодных процессов, включая измерение температуры и регистрацию свечения плазмы, проводились на синтетической схеме по Вейлю-Доббке, описанной в Главе 2. Поскольку режим горения сильноточной вакуумной дуги с точки зрения анодных процессов в значительной степени определяется магнитным полем, измерения проводились как при отсутствии, так и при наличии внешнего магнитного поля. Для генерации внешнего аксиального магнитного поля (АМП) установка была модернизирована. Для этого снаружи вакуумной камеры были установлены две катушки (см. рисунок 3.1), которые генерировали однородное АМП в промежутке индукцией, зависящей от тока как  $7 \text{ мТ/кА}$ . Питание катушек производилось током разрядного промежутка.



Измерения индукции магнитного поля проводились датчиком Холла SS94A2C производства Honeywell Inc. Реакция датчика на поток магнитного поля линейная. Напряжение питания датчика составляло +4 В. Диапазон выходного сигнала от минус 4 до +4 В в зависимости от полярности магнитного поля. Уровень насыщения датчика составляет 150 мТ.

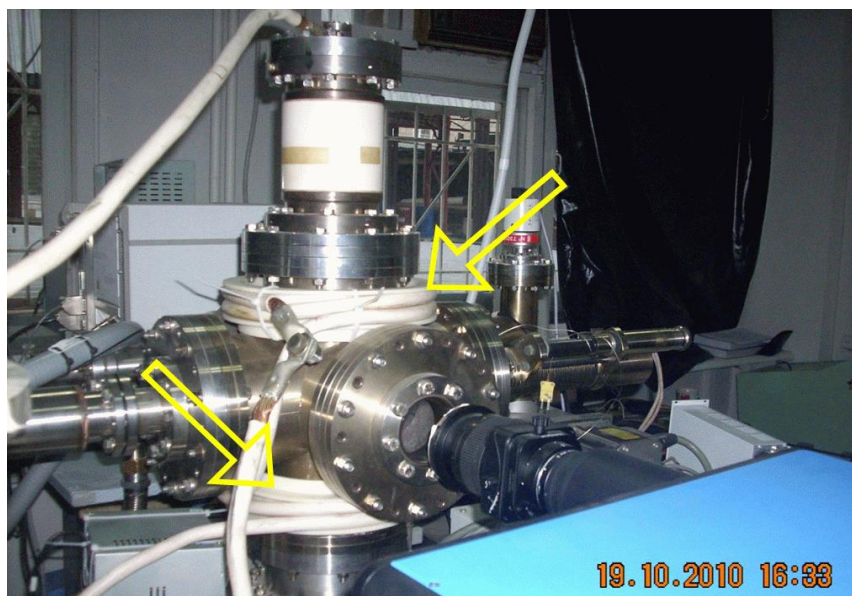


Рисунок 3.1. – Фотография экспериментального стенда с установленными катушками для генерации АМП.

Перед измерениями была проведена калибровка датчика измерением магнитного поля вокруг провода. Сигнал полностью исчезает, если датчик ориентирован параллельно потоку магнитного поля. Это означает, что датчик не чувствует азимутального магнитного поля промежутка, а измеряет только аксиальное поле. На рисунке 3.2 представлен пример набора осциллограмм для случая перпендикулярной ориентации плоскости датчика по отношению к потоку магнитного поля.



Рисунок 3.2. – Пример набора осциллограмм при измерении магнитного поля в разрядном промежутке при амплитуде тока 4 кА на первой полуволне.

Индукция АМП была измерена в зависимости от радиуса в середине разрядного промежутка и вдоль его оси на расстоянии 1,5 см (на расстоянии 0,5 см от края электрода). Зависимости напряженности АМП от положения датчика не было обнаружено в направлении оси промежутка в диапазоне от -1,5 до +1,5 см относительно середины разрядного промежутка. На рисунке 3.3 показана зависимость индукции магнитного поля от радиуса при  $z=0$ . Как видно, магнитное поле однородно вблизи разрядного промежутка и в непосредственной близости от края катода равно 7 мТ/кА.

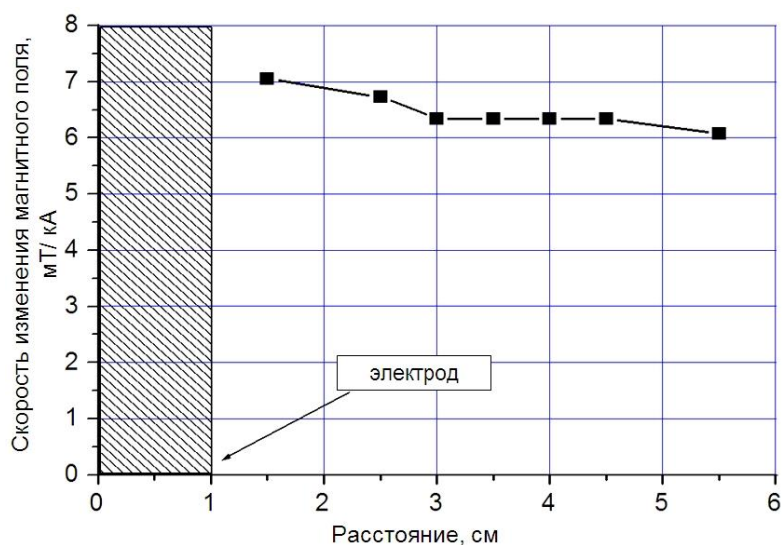


Рисунок 3.3. – Пространственное распределение индукции магнитного поля вдоль радиуса.

### 3.1.2 Калибровка системы спектральной пирометрии

Для измерения температуры поверхности электродов при переходе тока сильноточной вакуумной дуги через ноль требуется скоростная регистрация изображений с возможностью оценки температуры по интенсивности свечения. При этом более предпочтительным является измерение температуры по соотношению интенсивности свечения наблюдаемого объекта на различных длинах волн, поскольку измерения по спектрально интегрированной яркости зависят от прозрачности вакуумных окон, которые подвержены интенсивному запылению при горении сильноточной вакуумной дуги.

Перед измерениями температуры поверхности анода выполнялась калибровка оптических трактов камеры, чтобы установить связь между интенсивностью свечения поверхности нагретого тела и его температурой. Схематически эксперимент по калибровке каналов представлен на рисунке 3.4.

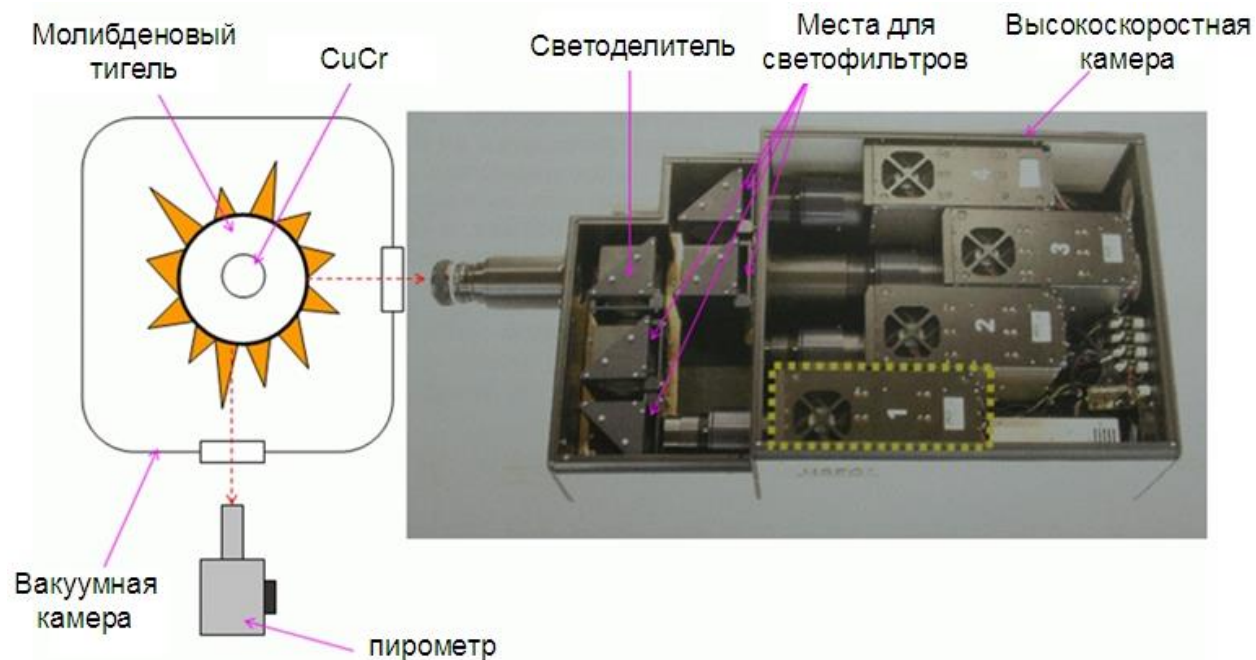


Рисунок 3.4. – Схематическое представление эксперимента по калибровке оптических каналов высокоскоростной камеры.

В качестве тестового объекта был выбран молибденовый тигель с известным спектральным коэффициентом излучения  $\epsilon_\lambda$  [81], который помещался в индуктор. По оси тигля было сделано несквозное отверстие, в которое помещался исследуемый материал анода CuCr, для которого спектральный коэффициент излучения неизвестен (рисунок 3.5). Тигель располагался внутри охлаждаемого индуктора и нагревался за счёт индукционных токов. Кроме того, вокруг тигля был установлен дополнительный экран, который снижал потери за счет излучения.

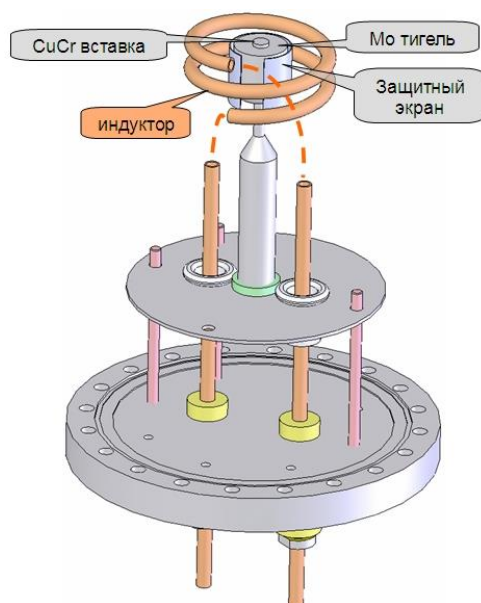


Рисунок 3.5. – Расположение молибденового тигля внутри индуктора.

Использование индуктора позволило нагревать молибденовый тигель от комнатной температуры до 2300 К с шагом 100 К. Индуктор питался от высокочастотного источника питания (30 кГц, 15 кВт). Фотография источника питания индуктора и нагретого тигля приведены на рисунок 3.6.

Температура нагретого тигля измерялась пирометром на основе исчезающей нити (точность измерения 10 К). В это же время через второе окно камеры производилась фоторегистрация свечения тигля высокоскоростной четырехканальной 12-разрядной цифровой камерой HSFC Pro, каждый из каналов которой был оборудован интерференционными светофильтрами с длинами волн 600, 700, 775 и 825 нм и полосой



пропускания 10 нм (рисунок 3.4). Экспозиция каждого из каналов камеры подбиралась таким образом, чтобы на полученных изображениях отсутствовали пересвеченные области.



Рисунок 3.6. – Источник питания индуктора, пирометр и фотография разогретого тигля.

Изображения разогретого тигля и вставки анодного материала продемонстрированы на рисунке 3.7.

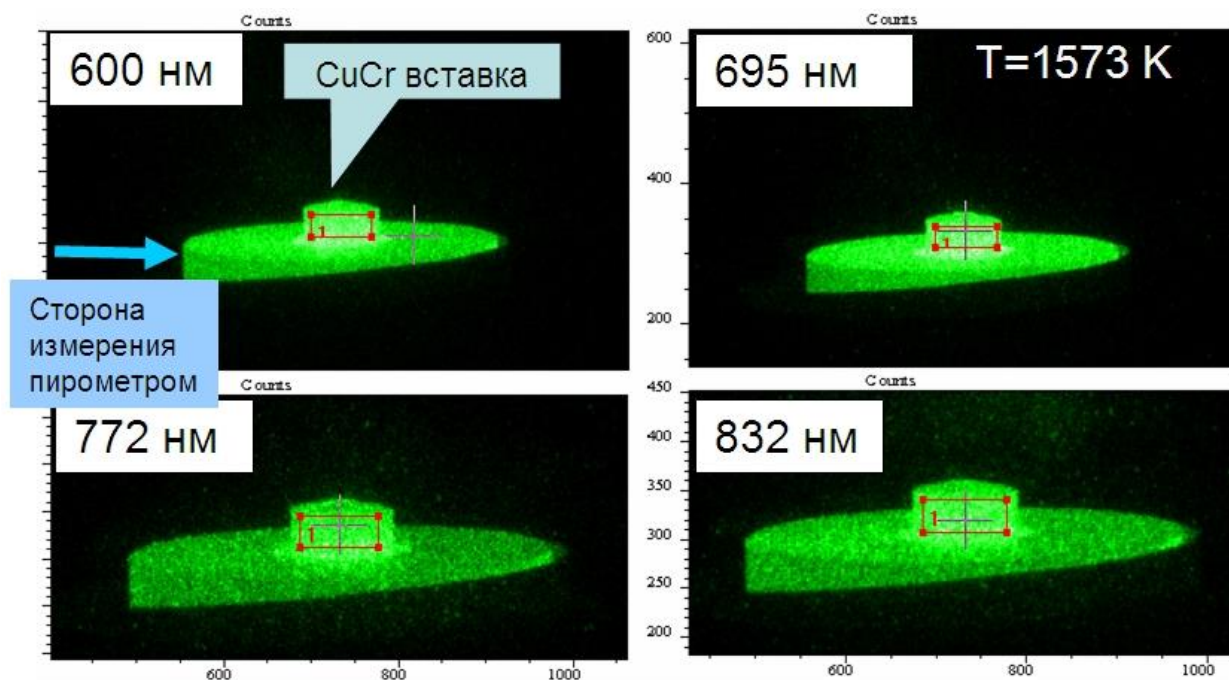


Рисунок. 3.7. – Изображения разогретого тигля и CuCr вставки.  $T=1573\text{ K}$ .

Для восстановления температуры CuCr вставки использовалось уравнение для спектральной плотности мощности излучения абсолютно черного тела, записанное через длину волны (формула Планка):

$$M_{e\lambda} = \varepsilon_{\lambda} C_1 \lambda^{-5} [\exp(C_2 / \lambda T) - 1]^{-1}, \quad (3.1)$$

где  $T$  – температура поверхности,  $\lambda$  – длина волны,  $\varepsilon_{\lambda}$  – спектральный коэффициент излучения (относительно черного тела),  $C_1 = 3,7415 \times 10^{-16}$  Вт·м<sup>2</sup>,  $C_2 = 1,4388 \times 10^{-2}$  м·К. Согласно этому выражению были построены кривые Планка для различных температур (рисунок 3.8).

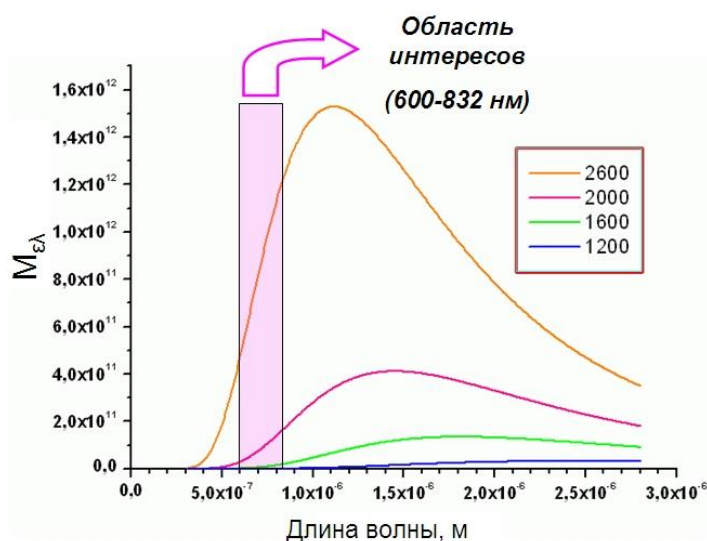


Рисунок 3.8. – Кривые Планка для различных температур. Выделенная область – область длин волн, в которой проводились эксперименты.

Основная идея калибровки состоит в подгонке измеренных интенсивностей к кривой Планка для данной температуры с использованием подгоночных коэффициентов:

$$I(\lambda) \times C_{\lambda} = M_{e\lambda}, \quad (3.2)$$

где  $I(\lambda)$  – измеренная интенсивность свечения (например, средняя интенсивность внутри красного прямоугольника на рисунке 3.7),  $C_{\lambda}$  – подгоночный коэффициент, включающий в себя аппаратные функции камеры, пропускную способность интерференционных светофильтров и т.д. Такой подход позволяет осуществить калибровку каждого из оптических трактов в целом, не осуществляя отдельную калибровку каждого из

компонент тракта, при этом достоверность такого подхода обеспечивается наличием справочных данных по спектральному коэффициенту излучения молибдена в широком диапазоне длин волн и температуры поверхности [81].

С учетом вышеизложенного, калибровочные данные для температуры CuCr вставки приведены на рисунке 3.9.

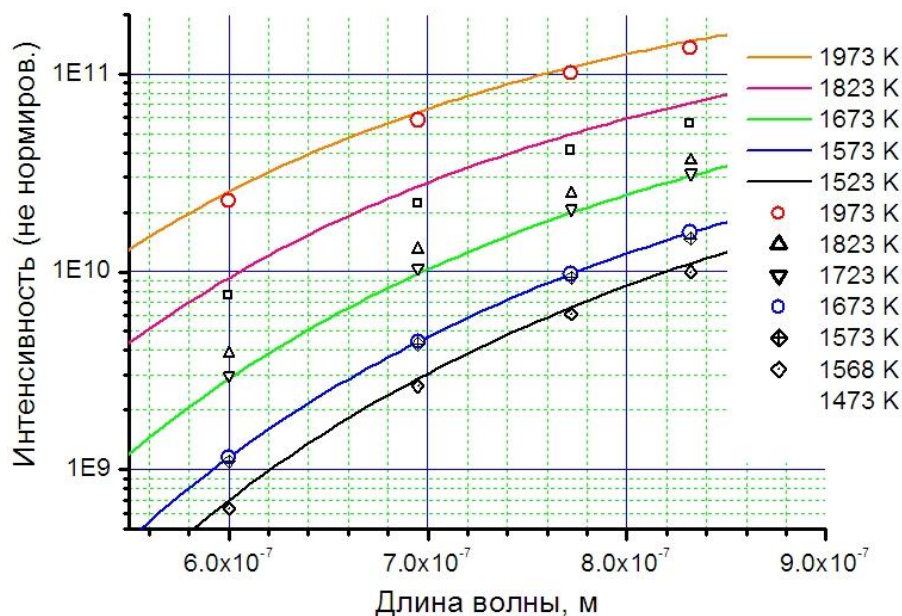


Рисунок 3.9. – Результат обработки данных калибровки оптических каналов камеры и поиск коэффициента  $C_\lambda$  для материала CuCr.

Сплошными линиями обозначены кривые Планка для излучения абсолютно черного тела (формула (3.1) с  $\varepsilon_\lambda=1$ ) для разных температур. Различными символами обозначены данные, полученные с помощью 4-х канальной камеры со светофильтрами, и подогаанные к кривым Планка. Эксперименты проводились путем постепенного нагрева тигля от комнатной температуры. Данные температуры были измерены на поверхности молибденового тигля, а поскольку процесс стационарный, то за счет теплопроводности мы полагаем, что материал CuCr нагрелся до той же самой температуры. Это позволило получить набор подогоночных коэффициентов  $C_\lambda$  для CuCr.

В случае молибденового тигля разница в измеренной и восстановленной температуре с использованием коэффициента  $C_\lambda$  лежит в пределах  $\pm 20$  K для

широкого диапазона температур (1300÷2000 К). Для CuCr разница укладывается в пределы  $\pm 35$  К. Обоснование точности измерения температуры приведено ниже.

При пирометрических измерениях температуры молибденового тигля свечение раскаленного молибдена (при неизвестной температуре) сравнивается со свечением вольфрамовой накаленной нити (с известной температурой). При равенстве интенсивности свечения, температуры должны отличаться из-за различного спектрального коэффициента излучения. Спектральные коэффициенты излучения  $\epsilon_\lambda$  вольфрама и молибдена для актуальных температур приведены на рисунке 3.10 в виде зависимостей  $\epsilon_\lambda(\lambda)$ . Данные зависимости построены на основании данных из справочника [81].

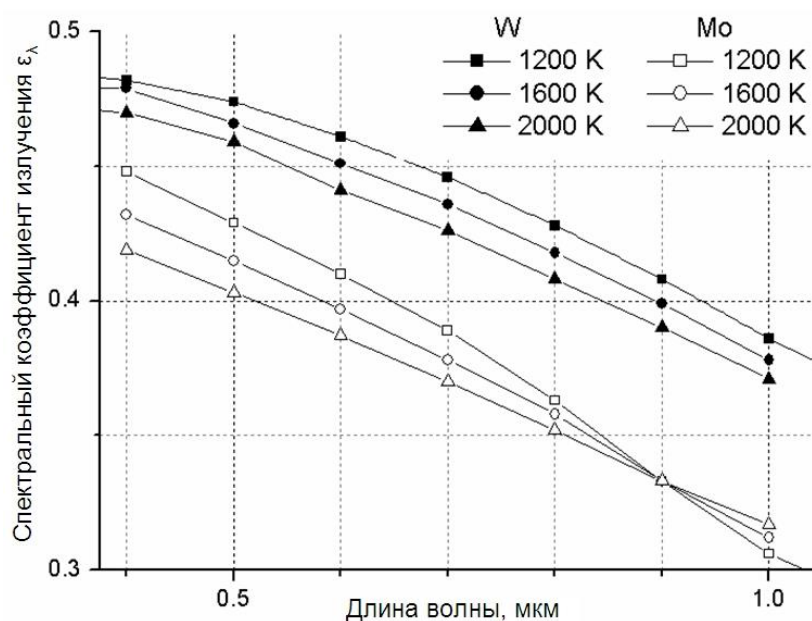


Рисунок 3.10. – Спектральный коэффициент излучения молибдена и вольфрама в диапазоне длин волн 0,4÷1 мкм при различных температурах.

Видно, что в диапазоне длин волн 0,5÷0,7 мкм, актуальном для пирометрических измерений настоящей диссертационной работы, коэффициенты отличаются на 10÷15%. Для оценки погрешности измерений найдем температуру молибдена, исходя из равенства спектральной плотности излучения вольфрама и молибдена при определенной длине волны:



$$T_{Mo} = \frac{C_2}{\lambda} \frac{1}{\ln \left( 1 + \frac{\varepsilon_{Mo}}{\varepsilon_W} \left\{ e^{\frac{C_2}{\lambda T_W}} - 1 \right\} \right)} \quad (3.3)$$

где  $T_W$  - температура вольфрама (известная температура),  $\varepsilon_W = \varepsilon_{\lambda,W}(\lambda, T_W)$ , а  $\varepsilon_{Mo} = \varepsilon_{\lambda,Mo}(\lambda, T_{Mo})$ . Строго говоря, из-за зависимости  $\varepsilon_{\lambda,Mo}$  от  $T$  уравнение (3.3) оказывается трансцендентным и его необходимо решать численно. Однако с учетом того, что ожидаемая разница температур ( $T_{Mo} - T_W$ ) мала, и к тому же зависимость  $\varepsilon_{\lambda}$  от температуры не очень сильная, можно положить в (3.3)  $\varepsilon_{\lambda,Mo}(\lambda, T_{Mo}) \cong \varepsilon_{\lambda,Mo}(\lambda, T_W)$ . В этом случае (3.3) можно рассматривать в качестве выражения, с использованием которого можно вычислять температуру поверхности молибденового тигля.

В качестве примера на рисунок 3.11 приведен температурный сдвиг ( $T_{Mo} - T_W$ ) в представляющем интерес температурном диапазоне для трех длин волн: 500, 600, и 700 нм.

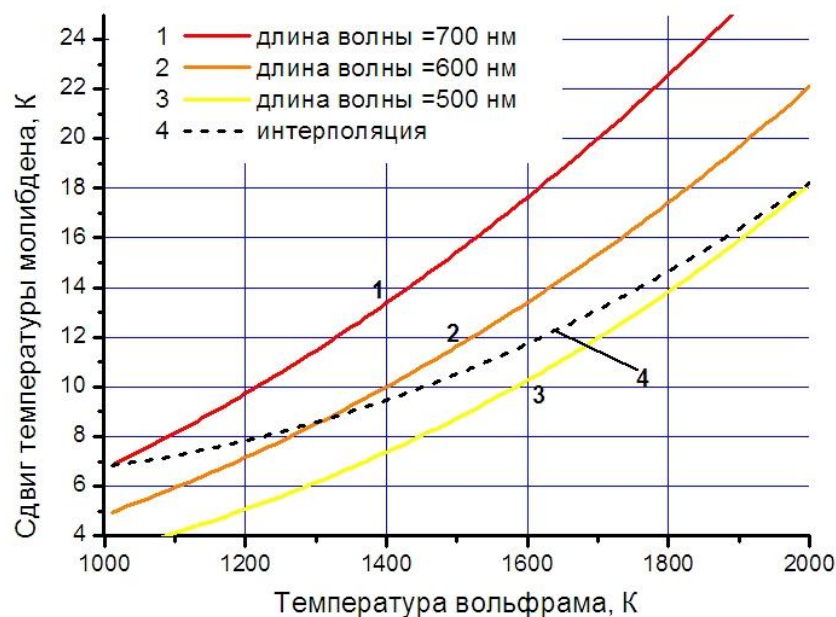


Рисунок 3.11. – Сдвиг температуры молибдена относительно вольфрама ( $T_{Mo} - T_W$ ), обеспечивающий равенство спектральной плотности излучения, при различных длинах волн.

Диаграммы на рисунке 3.11 показывают, насколько температура поверхности молибдена выше температуры поверхности вольфрама при

равенстве интенсивности излучения на данной длине волны. Температурный сдвиг положительный, т.е. истинная температура молибденового тигля выше, чем температура вольфрамовой нити той же светимости. Температурный сдвиг растет с ростом температуры и длины волны. В длинноволновой области спектра ( $\lambda=700$  нм) при температурах  $T=1800\div 2000$  К температурный сдвиг превышает 20 К. Фактически же ситуация со сдвигом температуры несколько более благоприятна. Сравнение температур накаленной вольфрамовой нити и молибденовой поверхности производится интегрально во всем видимом диапазоне. При относительно низких температурах  $1000\div 1200$  К тепловое излучение захватывает лишь наиболее длинноволновую область видимого спектра (кривая *1* на рисунке 3.11). Однако, с ростом температуры, спектральный состав теплового излучения меняется. Излучение становится вначале желто-красным, затем желтым и далее, белым. Максимум плотности излучения в видимом диапазоне длин волн сдвигается в направлении коротковолнового излучения. Поэтому при оценке температуры молибдена кривой *1* необходимо пользоваться лишь при наиболее низких температурах, но с ростом измеряемой температуры необходимо использовать последовательно кривые *2* и *3*. При этом добавочная температура ( $T_{Mo}-T_W$ ) при температуре  $T=2000$  К составит 18 К.

Кривая *4* на рисунке 3.11 представляет собой линейную интерполяцию кривых *1* и *3*. Она учитывает восприятие цвета излучения при различных температурах. По этой причине она наиболее точно из всех приведенных кривых описывает реальную ситуацию. При относительно низких температурах  $T=1000\div 1300$  К температура молибденового тигля на  $7\div 8$  К градусов выше, чем температура вольфрамовой нити, а при  $T=2000$  К эта добавочная температура составляет 18 К. Этот сдвиг носит систематический характер, поэтому может быть учтен при определении истинной температуры молибденового тигля в ходе калибровочных экспериментов.

Следующий источник возможных ошибок связан с разностью температур между поверхностью молибденового тигля (в том месте, где температура

измеряется пирометром) и CuCr вставкой. Оценить данную разность можно исходя из следующего предположения: благодаря теплопроводности CuCr вставку можно считать изотермической. В таком случае суммарный поток излучения от поверхности CuCr вставки может быть приравнен к полному потоку тепла, передаваемого в направлении от молибденового тигля к CuCr вставке. Следовательно, тепловой баланс может быть записан в виде:

$$\pi R_m^2 \varepsilon_\lambda \sigma T^4 = \frac{2\pi \lambda_T H (T_2 - T_m)}{\ln(R_2 / R_m)} \quad (3.4)$$

где  $\pi R_m^2$  – поперечное сечение CuCr вставки,  $\varepsilon_\lambda$  – спектральный коэффициент излучения CuCr вставки,  $\sigma = 5,6704 \times 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup>К<sup>4</sup>,  $H$  – высота CuCr вставки,  $\lambda_T$  – теплопроводность молибденового тигля,  $R_m$ ,  $R_2$  – радиус тигля и отверстия для вставки. Таким образом, разность температур между CuCr вставкой и поверхностью молибденового тигля (где температура измеряется пирометром) можно оценить по выражению:

$$\Delta T = \frac{R_m^2 \varepsilon_\lambda \sigma T^4}{2H \lambda_T} \ln \frac{R_2}{R_m} \quad (3.5)$$

где  $T$  – измеренная пирометром температура.

Поскольку  $\varepsilon_\lambda$  для CuCr неизвестна, для верхней оценки положим ее равной 1 (тем самым зависив разность температур). Тогда исходя из (3.5) разность температур не превышает 10 К при температуре  $T=2000$  К.

Данный метод позволяет напрямую измерять температуру поверхности анода после обрыва дуги с погрешностью не более 35 К, пространственным разрешением меньше 1 мм и временным разрешением 50÷100 мкс. Таким образом, разработанный и предложенный нами метод позволяет более точно определить температуру поверхности анода с лучшим временным и пространственным разрешением, чем [50] и [82].

### 3.2 Измерения температуры поверхности анода после горения сильноточной вакуумной дуги

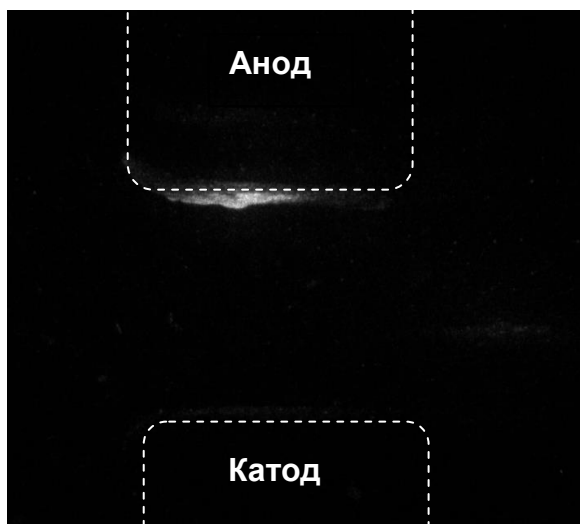
После калибровки оптических трактов и нахождения подгоночного коэффициента  $C_\lambda$ , система регистрации изображений была перенесена на экспериментальную установку для исследования температуры поверхности анода в окрестностях нуля тока, при этом светофильтры и настройки камеры не менялись, кроме времени экспозиции кадров.

Эксперименты проводились для CuCr электродов. Амплитуда тока разряда составляла 8, 10, 12 и 15 кА как при отсутствии, так и при наличии внешнего магнитного поля, зависящего линейно от тока разряда с коэффициентом 7 мТ/кА, при скорости роста ПВН 0,4 кВ/мкс. Эксперименты проводились по очереди для каждого значения амплитуды тока разряда. В статистике учитывался каждый выстрел. После серии экспериментов, до начала обработки полученных изображений, из установки извлекалось смотровое окно и вычислялась его пропускная способность (коэффициент поглощения) в серии выстрелов:

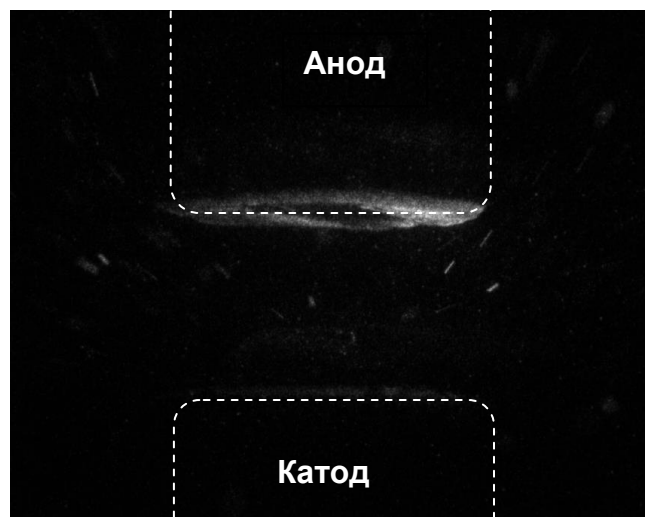
$$k = -\frac{1}{N} \ln\left(\frac{I_{\text{кон}}}{I_{\text{нач}}}\right) \quad (3.6)$$

где  $N$  – полное количество выстрелов для данной амплитуды,  $I_{\text{кон}}$  – измеренная конечная интенсивность пропускания стекла,  $I_{\text{нач}}$  – начальная интенсивность. С учетом этого можно восстановить пропускную способность стекла для каждого выстрела, тем самым внося необходимые поправки в измерения интенсивности свечения поверхности анода.

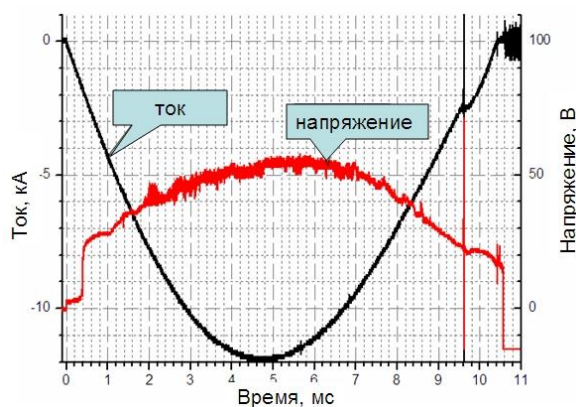
На рисунке 3.12 представлены фотографии разрядного промежутка и пример горячей области после горения дуги амплитудой 12 кА как без магнитного поля, так и при его наличии.



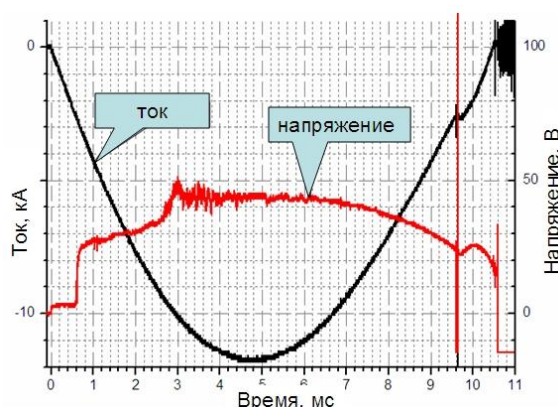
(а)



(б)



(в)



(г)

Рисунок 3.12. – Фотография разрядного промежутка вблизи нуля тока при горении дуги 12 кА при отсутствии (а) и наличии внешнего магнитного поля 84 мТ (б) и соответствующие им осциллограммы тока и напряжения (в, г). Экспозиция кадров – 100 мкс.

При наложении внешнего магнитного поля напряжение горения дуги понижается на 10 В (с 50 до 40 В при токе 8 кА и с 55 до 45 В при токе 12 кА). Данный факт известен и описан в работе [3]. Кроме того, при наличии магнитного поля отсутствовал переход во вторую стадию разряда, как это имело место в [79].

Это можно связать с тем, что магнитное поле препятствует контрагированию разряда, отсутствует горячее пятно, привязанное к определенному месту на аноде. Вместо этого разряд распределен по

поверхности анода более однородно, нагревая при этом большую часть, при этом свечение анода регистрируется в виде кольца (рисунок. 3.12, б).

Для анализа температуры поверхности анода на фотографии выбиралась однородная по свечению область. Пример такой области представлен на рисунке 3.13.

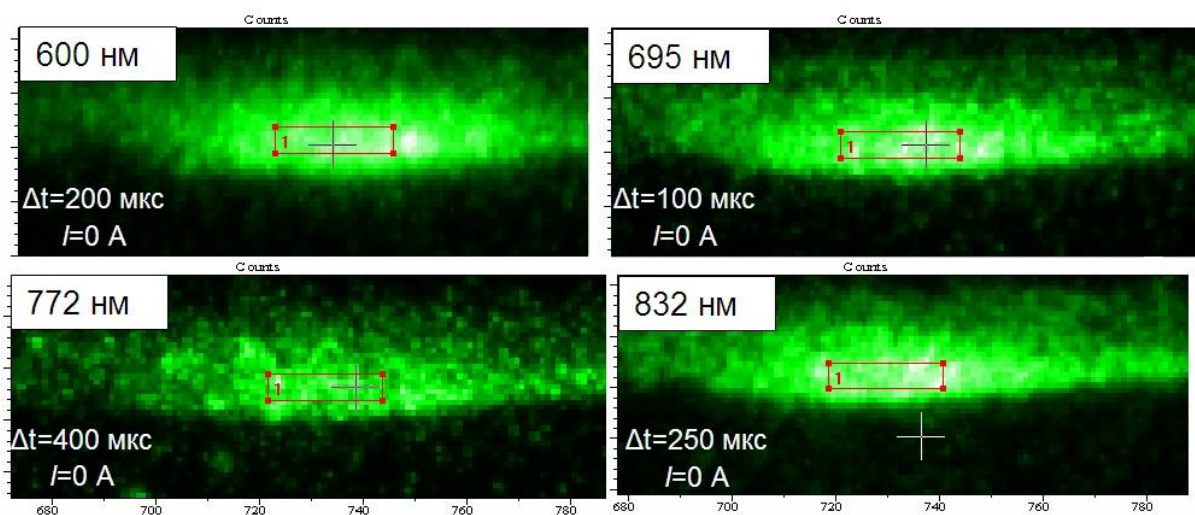


Рисунок 3.13. – Увеличенное изображение разогретой области анода после горения 8 кА дуги без магнитного поля в момент перехода тока через ноль.  $\Delta t$  – экспозиция каналов камеры.

Данные изображения обрабатывались в программе Andor Technology (версия 4.6.5.0), благодаря которой высчитывалась средняя интенсивность свечения в выделенной прямоугольником области. Анализ изображений показал, что температура (интенсивность свечения) нестабильна как от выстрела к выстрелу, так и от канала к каналу в одном выстреле. Поэтому для того, чтобы корректно восстановить температуру поверхности в одном выстреле, мы использовали усреднение по методу наименьших квадратов. Подгоняемым параметром выступала температура. Пример применения данного метода проиллюстрирован на рисунке 3.14.

Средняя кривая представляет собой среднюю температуру поверхности анода, а крайние кривые характеризуют статистическое отклонение (погрешность измерения). Таким методом восстанавливалась температура для всех значений тока дуги. Для уменьшения погрешности измерения на

каждую амплитуду тока дуги проводилось не менее 10÷15 выстрелов. После этого вычислялась средняя температура поверхности анода для данного тока.

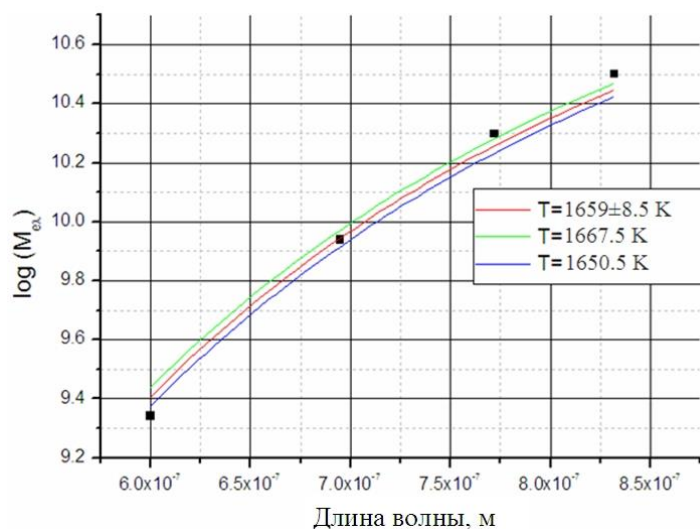


Рисунок 3.14. – Экспериментальные точки средней интенсивности свечения для каждого канала и подогнанные температурные кривые, полученные при использовании метода наименьших квадратов. Данные для тока дуги 10 кА.

Кроме того, с помощью программного обеспечения Andor Technology можно восстановить распределение температуры по поверхности анода путем перевода измеренной интенсивности в температуру. Результаты для температуры поверхности анода после горения дуги током 8 и 15 кА представлены на рисунке 3.15. Видно, что распределение температуры по поверхности неоднородно. Разность между наиболее горячей областью и основной частью поверхности составляет величину порядка 150÷200 К.

При наложении внешнего магнитного поля ситуация изменяется. Вместо одного пятна на поверхности анода появляется свечение в виде кольца (хорошо различимого при токах более 10 кА, рисунок 3.12, б). Плотность тока распределяется на большую часть электрода, в результате чего происходит общее понижение температуры поверхности анода. Распределение температуры представлено на рисунке 3.16.



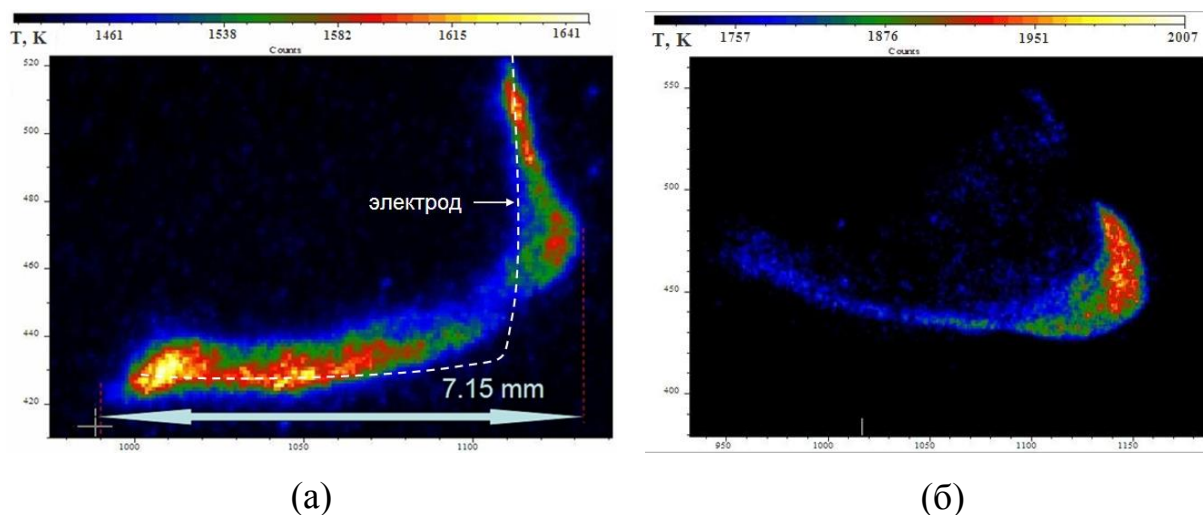


Рисунок 3.15. – Распределение температуры по поверхности анода после горения 8 кА дуги (а) и 15 кА (б) для случая отсутствия внешнего магнитного поля.

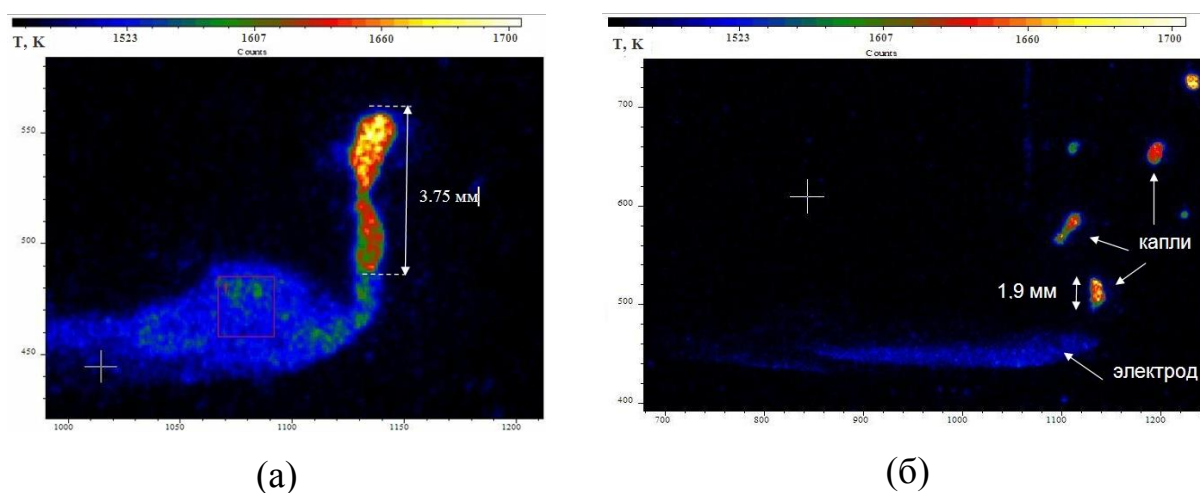


Рисунок 3.16. – Распределение температуры по поверхности анода и летящих в промежутке капель после горения дуги во внешнем АМП 7 мТ/кА с амплитудой тока 15 кА.

Как видно, общая температура поверхности анода стала ниже по сравнению со случаем отсутствия АМП. Наиболее горячие участки привязаны к местам с затрудненным теплоотводом, таким как наплывы на краях электродов (рисунок 3.16, а) или летящие капли (рисунок 3.16, б).

На основании данных обработки изображений в соответствии с вышеописанной методикой была построена зависимость средней



температуры поверхности анода от амплитуды тока разряда как для наличия АМП, так и при его отсутствии. Такие зависимости показаны на рисунке 3.17.

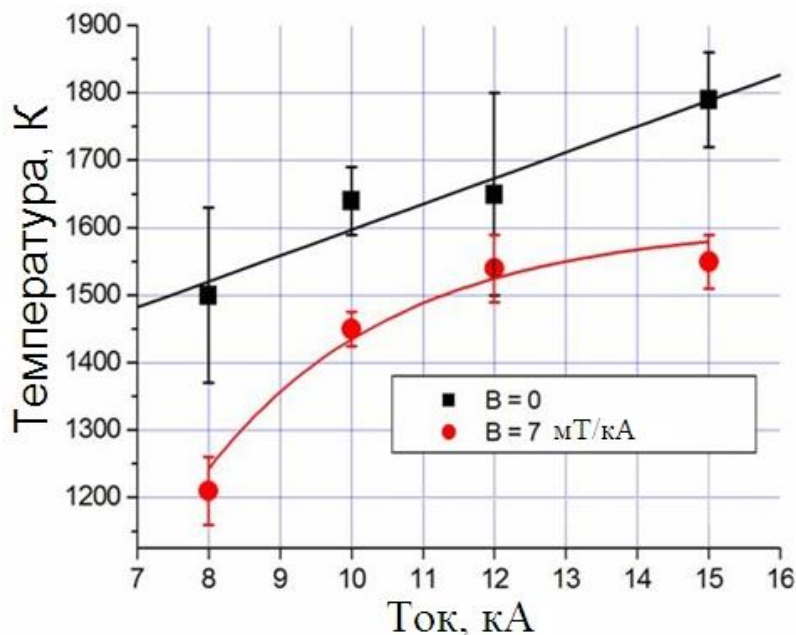


Рисунок 3.17. – Зависимость средней температуры поверхности анода в момент перехода тока через ноль от амплитуды тока разряда.

Измеренные значения температуры в наших экспериментах позволяют оценить давление насыщенных паров компонент материала катода (медь и хром), используя справочные данные, значение которого лежит в диапазоне  $2 \cdot 10^{-4} \div 65$  Па, что хорошо согласуется с результатами работы [83]. Очевидно, что в таком широком диапазоне давлений могут создаваться условия для пробоя по механизму Пашена. В [83] отмечалось, что наиболее горячими областями являются области с пониженным теплоотводом или капли в промежутке. Поэтому авторы работы [83] рассматривали капли как основной источник паров.

В работе [50] авторы измеряли температуру двумя различными методами: пирометрическим методом и измерением термоэмиссионных токов. В случае пирометрического метода при прочих равных условиях измеренные значения средней температуры в работе [50] оказались несколько выше, чем у нас. Скорее всего расхождение можно связать с различными условиями нагревания/остывания поверхности. В случае использования метода

измерения температуры с помощью термоэмиссионных токов оцененные значения температуры в [50] оказались близкими к нашим. Однако, стоит отметить, что максимальные значения температуры в наших экспериментах оказались очень близки к измеренным в [50,82,84].

На основе данных по измерению температуры и данных по давлению насыщенных паров (рисунок 3.18) [81] можно оценить концентрацию паров в промежутке по выражению:

$$p=nkT \quad (3.7)$$

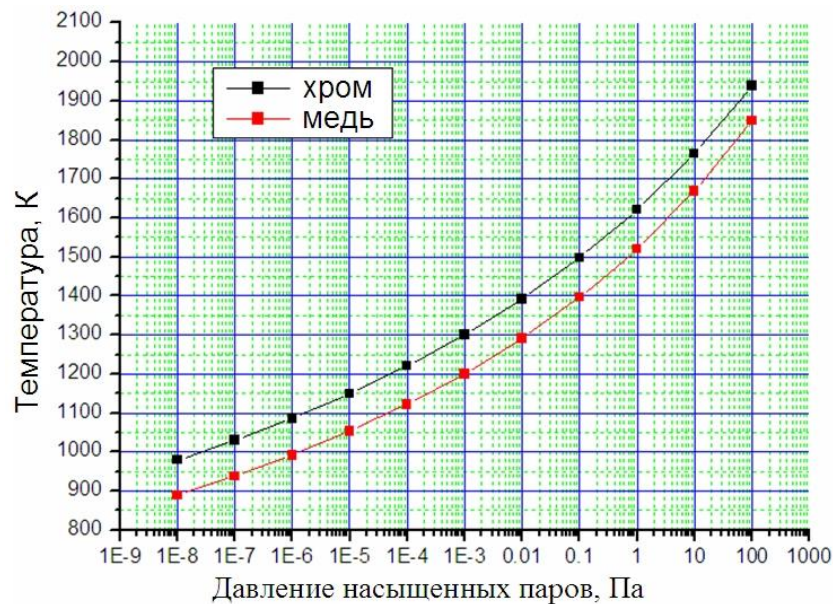


Рисунок 3.18. – Зависимость давления насыщенных паров от температуры для меди и хрома [81].

Оценки проводились для 15 кА дуги без магнитного поля (поскольку максимальная температура достигается в этом режиме):  $T=1818$  К,  $p(1818 \text{ К}) \sim 20$  Па (для хрома), поэтому  $n \sim 7,9 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Для меди:  $p(1818 \text{ К}) \sim 65$  Па, поэтому  $n \sim 2,6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Сравнительный анализ полученных результатов показал хорошее соответствие с результатами работ [51,53,54,58].

### 3.3 Формирование анодного факела при горении высоковольтной вакуумной дуги.

Характеристики и поведение дугового разряда в значительной степени зависят от материала электродов. Типичный пример осциллограмм тока, напряжения на разрядном промежутке и потенциала экрана,

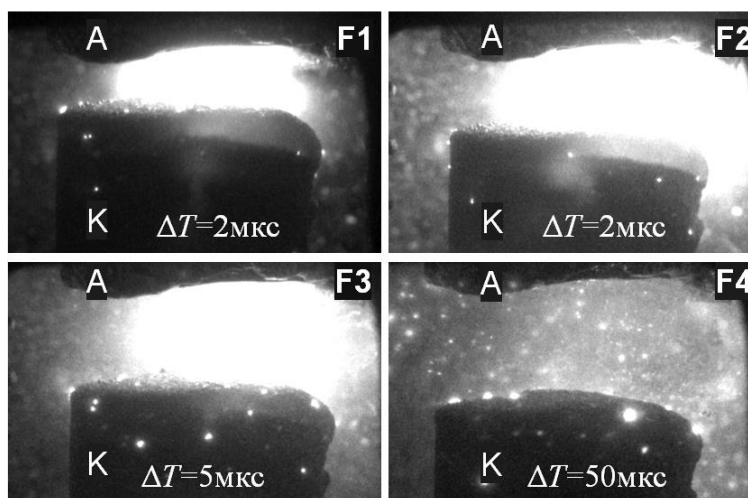
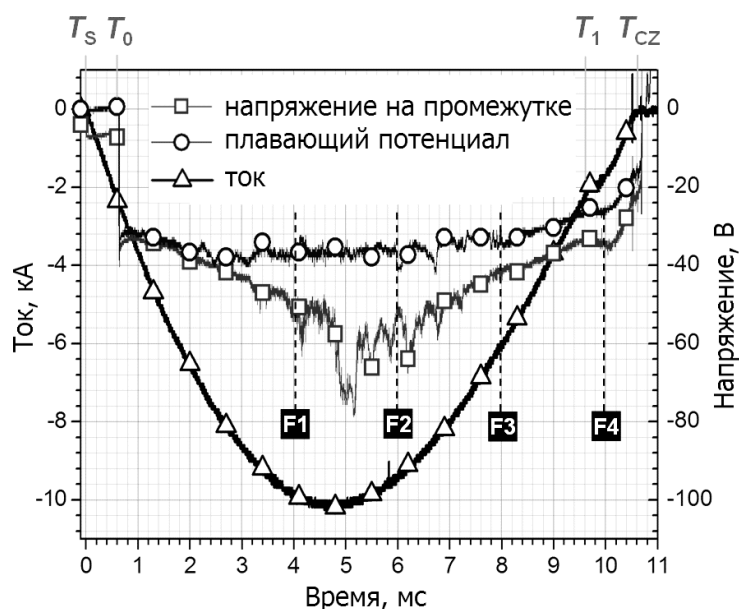


Рисунок 3.19. – Осциллограммы при горении дуги на медных электродах (а) и соответствующие изображения разрядного промежутка (б).  $T_s$  – начало импульса тока,  $T_0$  – начало горения дуги (момент замыкания контактов),  $T_1$  – момент инжекции 500-Гц контура ПВН,  $T_{CZ}$  – момент нуля тока,  $\Delta T$  – время экспозиции. Моменты регистрации кадров представлены на осциллограммах.

окружающего разрядный промежуток, при горении вакуумной дуги на медных электродах показан на рисунке 3.19. В момент времени  $T_S$  начинается протекание тока через замкнутые контакты. Момент времени  $T_O$  соответствует размыканию контактов и зажиганию дуги в промежутке. После возникновения дугового разряда, в промежутке устанавливается напряжения, равное катодному падению потенциала, что свидетельствует о горении дуги в диффузной моде, несмотря на малую длину промежутка. Стоит отметить, что катодное падение потенциала определяет плавающий потенциал экрана (рисунок 3.19). В определённый момент времени режим горения дуги переходит в моду с анодным пятном, что отражается на осциллограмме тока появлением шума большой амплитуды. Кроме того, падение напряжения на промежутке остается заметно выше катодного вплоть до момента нуля тока  $T_{CZ}$ , что является следствием интенсивного испарения материала электрода.

На рисунке 3.20 продемонстрированы осциллограммы тока, напряжения на разрядном промежутке и потенциала экрана при горении дуги на электродах из CuCr. Характер горения дуги несколько иной по сравнению с медной дугой: напряжение горения дуги ниже, частота шума больше. Данный факт указывает на большее количество катодных пятен и более частое их перемещение. Достаточно часто с ростом тока разряда амплитуда шума спадала. Изменение в характере падения напряжения свидетельствует о существовании промежуточной моды нестабильных анодных пятен перед образованием стабильного анодного пятна [3,4,18].

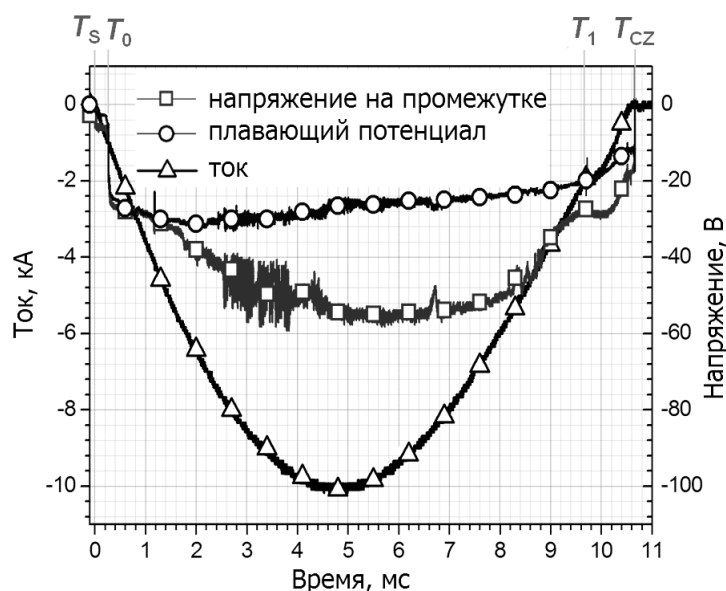


Рисунок 3.20. – Осциллограммы при горении дуги с электродами из CuCr.

При выполнении экспериментов с электродами из CuCr был зарегистрирован анодный факел [46,48], который в литературе по вакуумной дуге не был ранее описан, за исключением работ [85,86], в которых подобный факел был зарегистрирован, но не идентифицирован как самостоятельный объект. Отличительной особенностью являлась тенденция увеличения размеров факела с уменьшением тока разряда (рисунок 3.21). Наибольших размеров факел достигал в финальной стадии горения вакуумной дуги, вплоть до момента обрыва. В этой связи исследование анодного факела представляет практический интерес, связанный с электрической прочностью промежутка после обрыва дуги и последующей эскалации ПВН.

Для лучшего наблюдения за факелом регистрация изображений производилась ближе к концу импульса тока. Обратная зависимость размера факела от тока говорит о том, что появление яркой оболочки факела является результатом взаимодействия между потоком катодной плазмы, становящейся менее плотной к концу полупериода импульса тока, и потоком паров с анода, интенсивность которых не так сильно уменьшается даже к концу полупериода из-за теплоемкости анода [87]. На возможность формирования структур, подобных наблюдаемой оболочке, в анодной области

сильноточного вакуумного разряда указывалось в теоретической работе [88], однако экспериментальные исследования, подтверждающих результаты теоретических исследований, отсутствовали.

Было обнаружено, что размеры факела зависят и от напряжения на промежутке. Как описано в Главе 2, синтетическая схема создает небольшое отклонение тока (момент  $T_1$  на осциллограммах) при включении 500-Гц контура тока. При таком отклонении тока напряжение на промежутке несколько возрастает. В результате подъема напряжения размеры факела несколько уменьшились (рисунок 3.22, момент времени при  $F2$ ), чего не происходило в случае отсутствия подъема напряжения при том же самом поведении тока (рисунок 3.21).

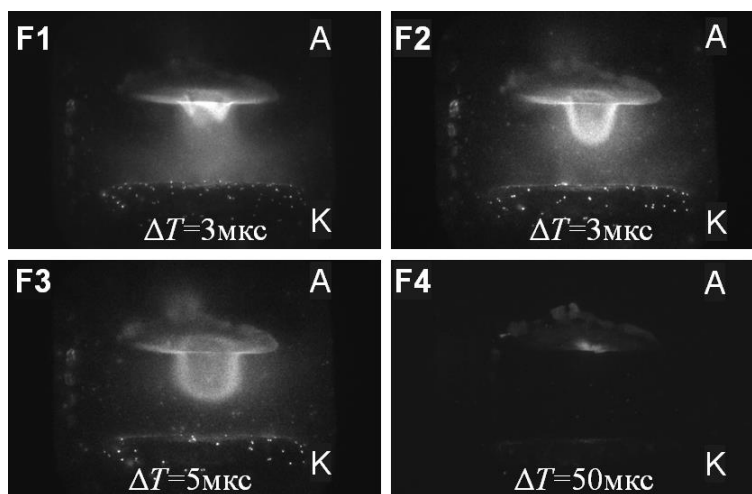
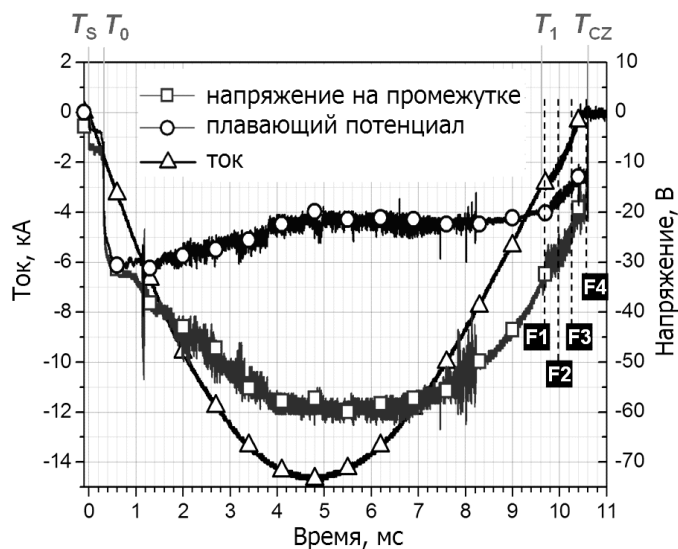
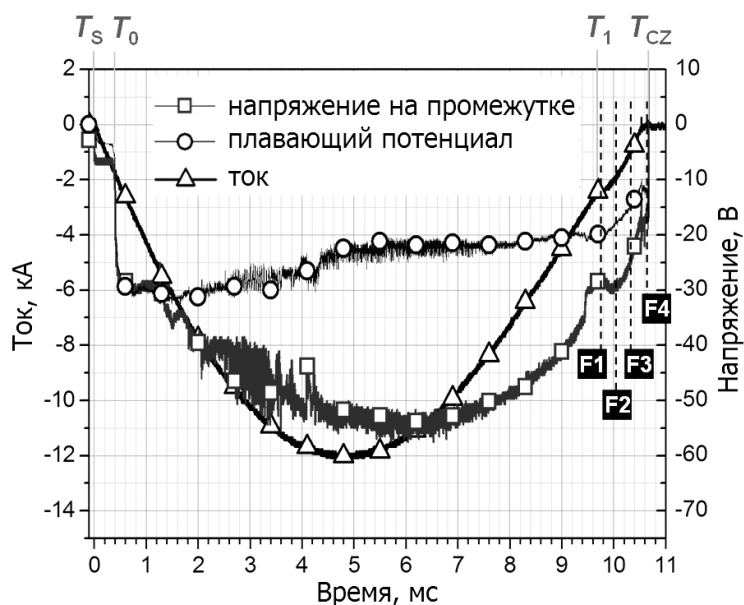
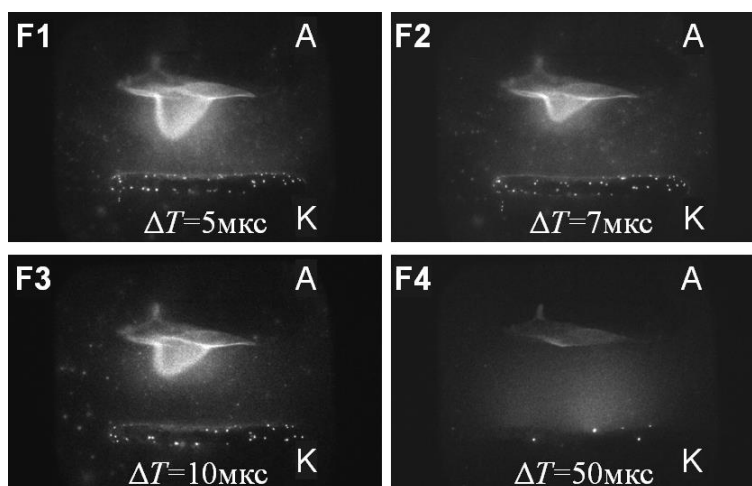


Рисунок 3.21. – Осциллограммы при горении дуги на CuCr электродах (а) и изображения анодного факела в различные моменты времени (б).

Кроме того, анодный факел наблюдался и при горении на медных электродах. Однако, в отличие от CuCr электродов, его появление носило нерегулярный характер и форма факела не воспроизводилась. Как правило, факел образовывался только вокруг жидкометаллических выступов на поверхности электрода с затрудненным теплоотводом (рисунок 3.23, а) или вокруг капель, находящихся в промежутке (рисунок 3.23, б). Эти данные указывают на то, что ключевую роль в появлении такого объекта играет испарение материала анода.

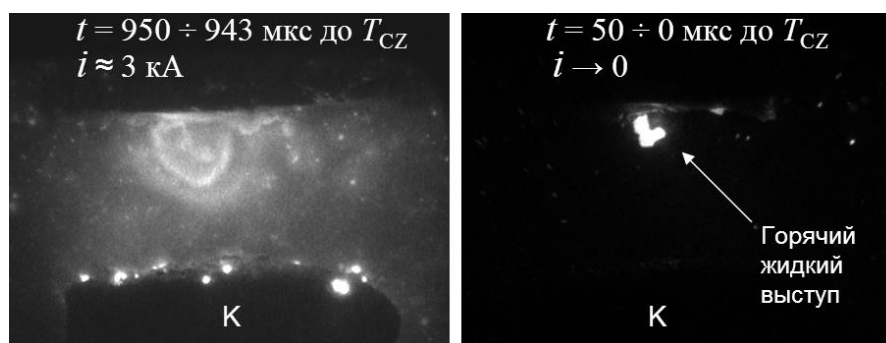


(а)

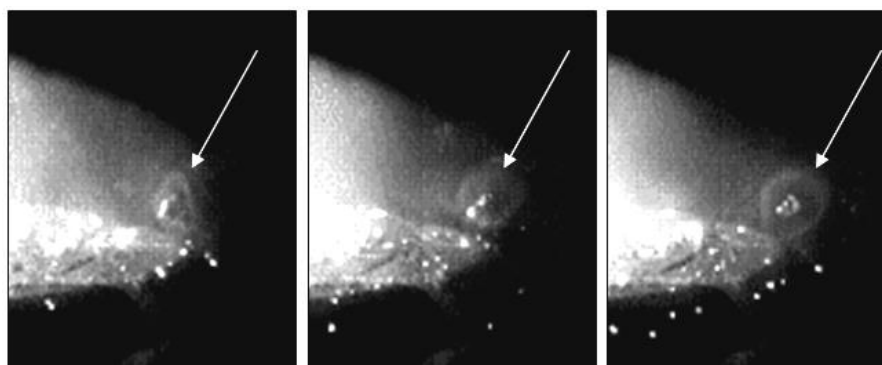


(б)

Рисунок 3.22. – Осциллограммы при горении дуги на CuCr электродах (а) и изображения анодного факела в различные моменты времени (б).



(а)



(б)

Рисунок 3.23. – Изображения анодного факела на жидкометаллическом выступе (а) и светящаяся оболочка вокруг летящей в промежутке капли (б) в дуге на медных электродах.

Механизмы образования светящейся оболочки анода факела подразумевают ионизационно-рекомбинационные процессы при взаимодействии катодных и анодных потоков плазмы и паров материала электродов [88]. В этой связи представляет интерес регистрация спектрально-дифференцированных изображений свечения анодного факела. С этой целью были выбраны и установлены в скоростную камеру три интерференционных светофильтра с полосой пропускания 10 нм. Фильтры выбирались на диапазон  $425 \pm 5$  нм для регистрации изображения на линиях Cr I (рисунок 3.24, а), на диапазон  $625 \pm 5$  на линиях Cu II (рисунок 3.24, б) и на диапазон  $497 \pm 5$  нм на линиях Cr I и Cu II одновременно (рисунок 3.24, в), поскольку линии в этих диапазонах присутствуют при горении дуги на CuCr электродах. Видно, что бóльшая часть света анодного факела излучается возбуждёнными нейтральными атомами. Оболочка анодного факела



окружена диффузным гало, излучаемым ионами. Появление подобного гало также наблюдается на спектрально-интегрированных изображениях анодного факела при медных электродах (рисунок 3.23).

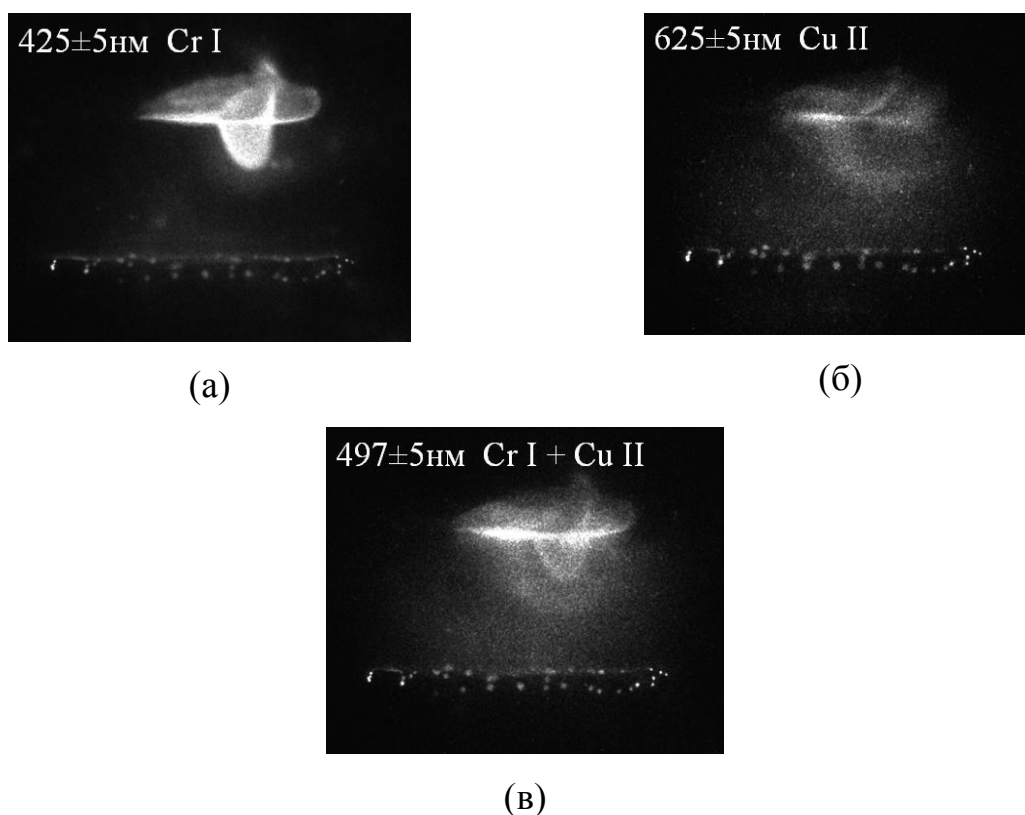


Рисунок 3.24. – Одновременно зарегистрированные спектрально-дифференцированные изображения промежутка при горении дуги на медно-хромовых электродах, полученные за 500 мкс до момента нуля тока, что соответствует току разряда 1,5 кА.

Анализируя фотографии зарегистрированного анодного факела, можно предположить, что излучение из него сосредоточено в достаточно узкой оболочке, а пространство внутри оболочки относительно темное. Данное предположение требует проверки, которая заключается в обратном преобразовании Абеля [89] интенсивности свечения при условии симметричности объекта. Кроме того, преобразование Абеля без привлечения сложных математических моделей возможно лишь в случае оптически тонкого излучающего объекта. Для проверки объекта на соответствие этому условию был проведен ряд экспериментов по

наблюдению теневых изображений анодного факела при подсветке излучением лазера на красителе с изменяемой длиной волны излучения. Длина волны излучения лазера настраивалась на резонансную длину поглощения света атомами паров материала анода, как это сделано при исследовании катодного пятна в [90]. Использование четырехканальной камеры позволяло регистрировать как теневое изображение после прохождения лазерного излучения, так и собственное свечение анодного факела. Пример такой регистрации приведен на рисунке 3.25. Видно, что заметного поглощения лазерного излучения после прохода через анодный факел не выявлено, что свидетельствует о малой оптической толщине факела даже на резонансных линиях поглощения парами материала электродов.

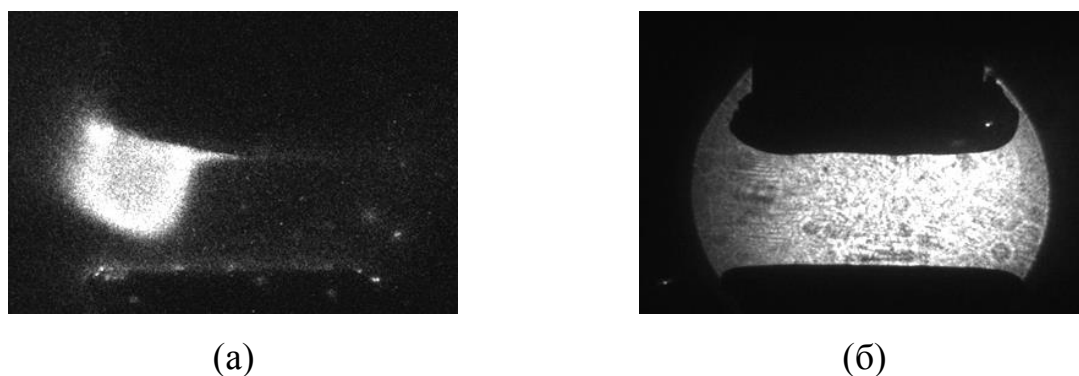


Рисунок 3.25. – Вид зарегистрированных с интервалом 20 нс изображений собственного свечения анодного факела (а) и теневое изображение на резонансной линии поглощения атомов хрома (б) 425 нм при подсветке промежутка импульсным лазером длительностью 10 нс и длиной волны генерации, совпадающей с линией поглощения.

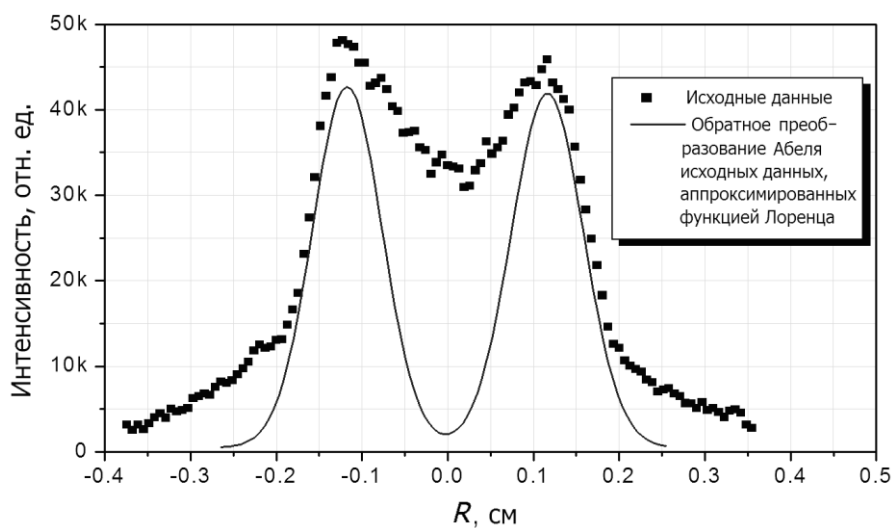
Пример применения обратного преобразования Абеля для анодного факела на рисунке 3.26(а) приведен на рисунке 3.26(б).

Обратная задача решалась для цилиндрической области, которая выделена на рисунке 3.26 прямоугольником. Для этой области вычислялось усредненное сечение, нормальное к оси объекта. Данный подход позволял снизить влияние шумов на результат интегрирования. После интегрирования исходные данные аппроксимировались функцией Лоренца. Восстановленная

таким образом интенсивность свечения факела по радиусу показывает, что свечение оболочки факела значительно интенсивнее свечения внутренней части. Позднее этот результат был подтвержден в [91].



(а)



(б)

Рисунок 3.26. – Исходное изображение анодного факела (а) вычисленное на его основе распределение интенсивности свечения вещества по радиусу (б).

В результате вышеописанного мы приходим к следующим заключениям:

- излучение из оболочки эмитируется преимущественно нейтральными атомами,
- пространство внутри оболочки относительно темное,

- оболочка окружена внешним гало, излучение из которого эмитируется преимущественно ионами.

В результате эти данные могут быть интерпретированы в рамках модельных представлений работы [88]. Согласно этим представлениям, в результате столкновения катодной плазмы, имеющей скорость  $10^6$  см/с, с анодной плазмой возможно формирование устойчивого ударного фронта в дуговом промежутке. В результате такого взаимодействия катодная плазма замедляется вплоть до полной остановки. Однако авторы [88] рассматривают оба потока как высокоионизованную плазму. Мы же полагаем, что в нашем случае анодная плазма имеет низкую степень ионизации. Тогда при столкновении двух потоков и замедлении скоростей их распространения возможно формирование ионизационно-рекомбинационного фронта (ИРФ), в котором основным механизмом ионизации нейтральной компоненты анодного потока является резонансная перезарядка ионов на атомах. В результате перезарядки и с учётом результатов [88] действительно возможно формирование оболочки из возбуждённых атомов, окружённой ионным гало. Структура образования фронта продемонстрирована на рисунке 3.27. Математическое моделирование процессов в сильнооточной вакуумной дуге, выполненное недавно [92], подтверждает обоснованность нашего представления механизма формирования оболочки анодного факела.

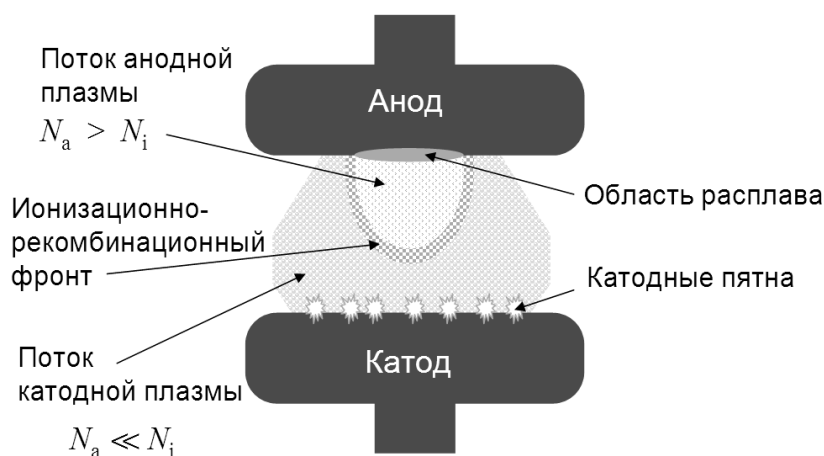


Рисунок 3.27. – Модельное представление структуры анодного факела, где  $N_i$  – концентрация ионов и  $N_a$  – концентрация атомов.

На основании полученных данных и с учётом концепции ИРФ можно сделать оценки средней концентрации паров в анодном факеле. Толщина оболочки (ИРФ),  $L$ , составляет 1 мм. Перезарядка осуществляется на длине  $L \approx \sigma^{-1} N_a^{-1}$ , где  $\sigma$  – сечение резонансной перезарядки (порядка  $10^{-14}$  см<sup>-2</sup> [93]) и  $N_a$  – концентрация нейтральных атомов. Таким образом, получаем  $N_a \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует давлению пара порядка 10 Па. Такая оценка является вполне достоверной для условий сильноточной вакуумной дуги [3,5].

Для формирования ИРФ анод должен испаряться настолько интенсивно, чтобы потока электронов из катодных пятен было недостаточно для ионизации паров в непосредственной близости от поверхности анода. Именно поэтому анодный факел с оболочкой формируется только вокруг теплоизолированных выступов в случае медного анода. При прочих равных условиях в случае CuCr электродов анодный факел формируется достаточно стабильно. Это может означать, что тепловой режим поверхности CuCr анода в дуге характеризуется таким же затруднённым теплоотводом, как и в случае теплоизолированного выступа на медном аноде. Причиной затруднённого отвода тепла может быть существование определенной области на диаграмме состояний системы медь-хром [94], в которой жидкая медь и жидкий хром не образуют раствора. Вследствие этого образуется большое количество чередующихся границ разделов двух жидкостей, создающих препятствие для отвода тепла.

Кроме вышеуказанной причины интенсификации испарения, связанной с существованием областей несмешивающихся расплавов, скорость испарения поверхности электрода сама по себе сильно зависит от термодинамических характеристик материала, из которого он сделан. В частности, это относится к меди и хрому. Для оценки толщин испаренного и расплавленного слоев, численным интегрированием одномерного уравнения теплопроводности с поверхностным тепловым источником, было проведено моделирование температурных полей для электродов, изготовленных из меди и хрома.

Процесс плавления моделировался с помощью метода эффективной теплоемкости, а процесс испарения учитывался в рамках модели теплового разрушения. Тыльная сторона мишени предполагалась теплоизолированной. Более детально процедура решения уравнения теплопроводности описана в работе [95].

Результаты моделирования температурных полей представлены на рисунке 3.28. Следует отметить, что данное моделирование носит сугубо иллюстративный характер. Для меди характерна относительно большая глубина расплава и относительно малая толщина испарённого слоя. Хром испаряется значительно интенсивнее, чем медь. В результате значительная часть энергии уходит на его испарение, и глубина расплава на поверхности хрома значительно меньше, чем на меди.

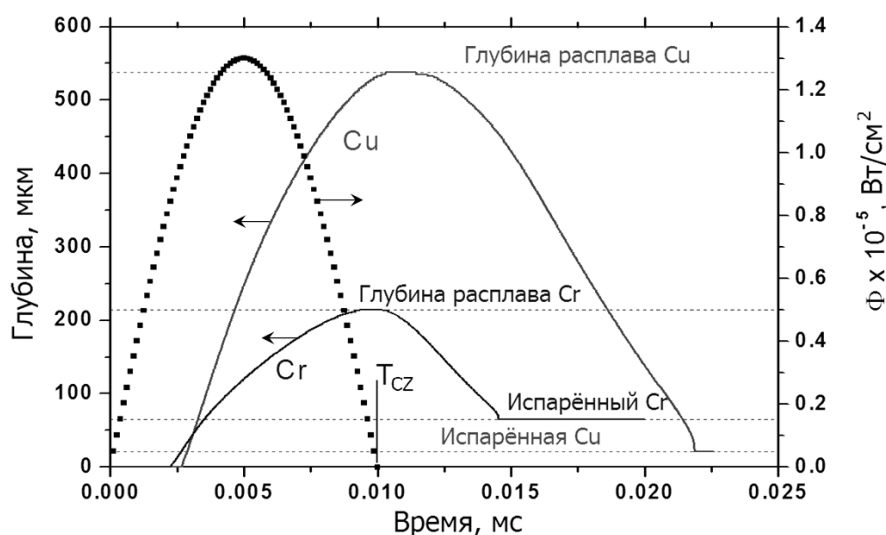


Рисунок 3.28. – Динамика глубины зоны расплава для случаев электрода из чистой меди и чистого хрома при потоке энергии на поверхность, представленном пунктирной линией.

### 3.4 Выводы к Главе 3

1. Разработан и реализован метод измерения температуры поверхности контактов после обрыва сильноточной дуги с пространственным разрешением  $1 \div 2$  мм, разрешением по измеряемой температуре  $\pm 35$  К и разрешением по времени измерения температуры 100 мкс. С использованием

4-х канальной высокоскоростной камеры измерена температура поверхности анода после перехода тока сильноточной вакуумной дуги через ноль. Показано, что в отсутствии внешнего магнитного поля температура анода растёт линейно с увеличением тока разряда. При наложении внешнего магнитного поля общая температура поверхности анода уменьшается за счет отсутствия контрагирования дуги и более равномерного распределения плотности тока по поверхности анода.

2. При горении сильноточной вакуумной дуги на медно-хромовых электродах реализуется тепловой режим, при котором скорость испарения материала анода достаточно высока для хорошо воспроизводимого формирования анодного факела с яркой оболочкой. Излучение из оболочки эмитируется преимущественно нейтральными атомами. Излучение вещества внутри оболочки значительно слабее, чем в оболочке. Оболочка окружена диффузным гало, свет из которого излучается преимущественно ионами.

3. Формирование анодного факела со светящейся оболочкой определяется интенсивностью испарения материала анода. Для воспроизводимого наблюдения анодного факела требуется высокая интенсивность испарения материала анода. Такие условия формируются на поверхности медно-хромовых электродов в вакуумной дугогасительной камере. Высокая скорость испарения поверхности медно-хромового анода может быть связана с существованием диапазона на диаграмме состояния системы медь-хром, в котором жидкая медь и жидкий хром не образует раствора. Наличие множественных границ между несмешиваемыми жидкостями может быть причиной затруднённого отвода тепла. В случае медных электродов подобный режим реализуется только на жидкометаллических выступах с затруднённым отводом тепла и вокруг крупных капель, летящих в промежутке.

4. Полученные результаты показывают, что механизм формирования оболочки анодного факела обусловлен наличием ионизационно-рекомбинационного фронта, формируемым в результате столкновения

потока высокоионизованной катодной плазмы с потоком испарённого материала анода, имеющего большую долю нейтральной компоненты.



#### **Глава 4. Влияние длительности горения сильноточной вакуумной дуги на отключающую способность ВДК**

Несомненно, длительность горения дугового разряда в промежутке оказывает значительное влияние как на характеристики самого разряда, так и на отключающую способность. Действительно, чем раньше (относительно начала протекания переменного тока в полупериоде сети) размыкаются контакты, тем дольше горит дуга и больше межэлектродный зазор к моменту перехода тока дуги через ноль, в результате чего увеличивается энерговыделение на электродах, увеличивается напряжение горения дуги, а отключающая способность ВДК ухудшается. С другой стороны, при слишком позднем размыкании контактов к моменту перехода тока через ноль и эскалации ПВН межэлектродный промежуток может оказаться слишком мал для выдерживания амплитудного значения ПВН без пробоя, что также отрицательно сказывается на выключающей способности ВДК.

В вакуумных выключателях первых поколений размыкание контактов происходило случайным образом, т.е. в них не было синхронизации момента размыкания контактов с фазой отключаемого тока. Новые разработки вакуумных аппаратов вышли на уровень, когда можно управлять моментом начала размыкания контактов и синхронизировать размыкание контактов с фазой отключаемого тока [96]. В основном при таком способе отключения, который получил название синхронизированного, преследуется цель снижения коммутационных напряжений, возникающих из-за особенностей отключения тока в вакууме [97]. Влиянию синхронизированного отключения вакуумных выключателей на коммутационный ресурс не уделялось достаточного внимания. Отсутствие таких исследований делает актуальной задачу по определению влияния длительности горения вакуумной дуги на отключающую способность выключателя. Современные вакуумные выключатели могут достигать точности отключения (или включения) по

времени  $\pm 1$  мс [98]. Учитывая эти технические достижения необходимы детальные исследования для определения оптимального момента начала разведения контактов ВДК не только с точки зрения коммутационных перенапряжений, но и с точки зрения увеличения отключающей способности выключателя, увеличения его ресурса и снижения массогабаритных показателей за счёт оптимального режима работы ВДК.

Для ограничения времени горения дуги были выбраны два способа:

- все параметры выключателя оставались неизменными, а время задержки начала размыкания контактов относительно начала полупериода тока изменялось,

- время горения дуги ограничивалось путем параллельного подключения к разрядному промежутку полупроводниковых тиристоров, при этом время задержки включения тиристоров изменялось. Основные результаты представлены в [99-103].

#### **4.1 Схема эксперимента**

В первой серии экспериментов по исследованию влияния длительности горения дуги, при фиксированных параметрах выключателя, использовалась синтетическая схема, характеристики которой приведены в разделе 2.1.1. В этом случае с помощью генератора задержек изменялось только время начала разведения контактов относительно начала протекания тока через контакты. Эксперимент проводился следующим образом. При достижении зарядного напряжения необходимого значения включался тиристор  $S_1$  и через замкнутые контакты начинал протекать ток. В некоторый момент времени, задаваемый оператором, после начала протекания тока подвижный контакт начинал двигаться и в межэлектродном промежутке загоралась электрическая дуга. Динамика изменения расстояния между контактами приведена на рисунке 4.1. Видно, что на протяжении 10 мс скорость разведения контактов оставалась постоянной (шум на кривой связан с

дрезгом потенциометра, используемого для регистрации положения подвижного электрода) и равной 1,35 м/с.

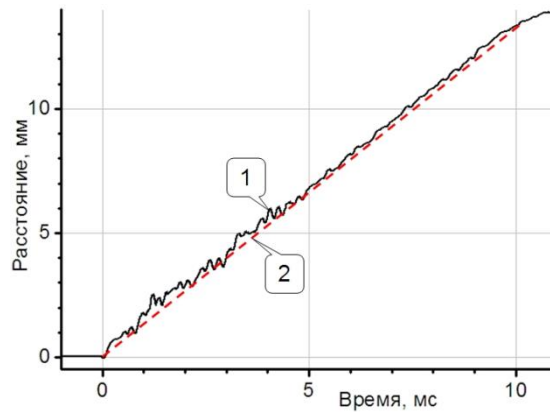


Рисунок 4.1. – Динамика изменения межэлектродного расстояния:  $t=0$  – начало движения подвижного контакта, 1 – зарегистрированное расстояние между контактами, 2 – прямая, соответствующая постоянной скорости увеличения межэлектродного промежутка, равной 1,35 м/с.

Во второй серии экспериментов использовалась модернизированная синтетическая схема. Модернизация заключалась в параллельном подключении тиристорной сборки к разрядному промежутку [99]. Схема экспериментального стенда представлена на рисунке 4.2.

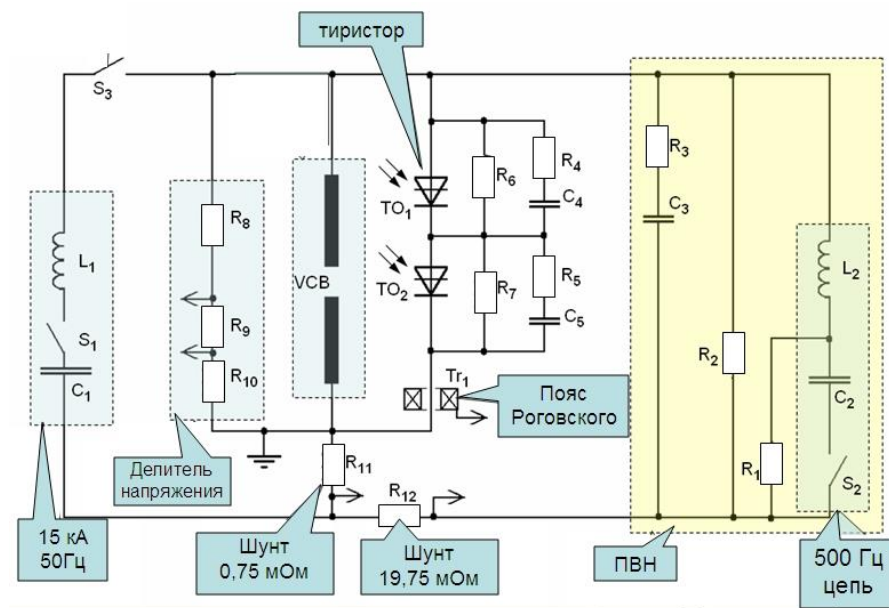


Рисунок 4.2. – Электрическая схема экспериментального стенда.

Тиристорная сборка представляла собой два последовательно подключенных фототиристора  $TO_1$ - $TO_2$  с выравнивающими резисторами  $R_6 = R_7 = 1$  МОм и  $RC$ - цепями ( $R_4 = R_5 = 20$  Ом,  $C_4 = C_5 = 3$  нФ). Для запуска тиристоров использовался импульс подсветки длительностью 15 мкс при синхронной подаче импульса на оба тиристора. Задержка импульса подсветки относительно начала импульса тока регулировалась в пределах от 0 до 10,3 мс. Для измерения напряжения на контактах ВДК и падения напряжения на тиристорной сборке использовался активный делитель  $R_8/R_9/R_{10}$ . (13,75 кОм, 500 Ом, 25 Ом, соответственно). Для измерения тока разряда и тока импульса ПВН использовались низкоомные шунты  $R_{11} = 0,75$  мОм и  $R_{12} = 19,75$  мОм соответственно. Для измерения тока в цепи тиристоров использовался предварительно калиброванный пояс Роговского  $Tr_1$ .

Кроме того, для оптимизации количества последовательно включенных полупроводниковых ключей (полупроводниковой сборкой), шунтирующих вакуумную дугу, были проведены эксперименты по исследованию динамики перераспределения тока между дугой и полупроводниковой сборкой при различном количестве последовательно соединенных полупроводниковых ключей. В этом эксперименте в качестве полупроводниковых ключей были выбраны диоды, поскольку переходные характеристики диодов и тиристоров в открытом состоянии близки друг к другу. Момент включения диодов можно моделировать моментом начала размыкания контактов в ВДК до тех пор, пока падение напряжения на дуге превышает падение напряжения на диодной сборке. В ходе экспериментов использовались диоды, соединенные в секции по 5 и 10 шт. Количество диодов в сборке изменялось от 5 до 20 с шагом 5. Диодная сборка подключалась параллельно ВДК вместо тиристорной сборки, однако импульс ПВН после перехода тока через ноль в этом эксперименте к межэлектродному промежутку не прикладывался.

## 4.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение

### 4.2.1 Влияние длительности горения дуги

Время горения дуги изменялось путём регулируемой задержки начала разведения контактов относительно начала тока. Осциллограмма тока через ВДК в серии экспериментов с амплитудой тока 11 кА и соответствующие этому току осциллограммы напряжения на промежутке приведены на рисунке 4.3. Как видно из осциллограмм, изменение момента начала размыкания контактов  $t_0$  не влияло на форму тока через ВДК, в то время как напряжение на контактах значительно зависело от момента начала размыкания контактов ВДК.

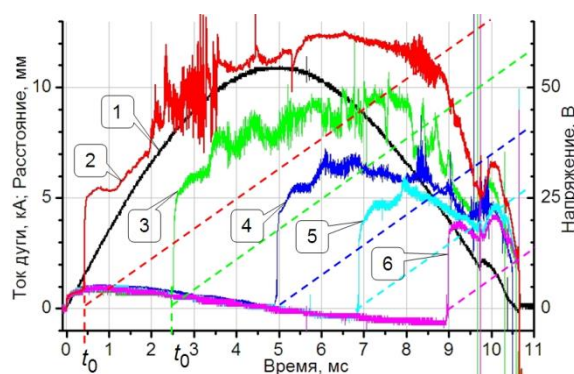


Рисунок 4.3. – Осциллограмма тока через ВДК (кривая 1) и осциллограммы напряжения на выводах контактов (кривые 2, 3, 4, 5, 6) при различных значениях момента размыкания контактов, а также динамика изменения соответствующих межэлектродных расстояний,  $t_0$  – начало движения подвижного контакта, пунктиром показан межэлектродный зазор.

На рисунке 4.4(а) представлены осциллограммы импульса ПВН, тока через ВДК при горении дуги и последудугового тока, а также электронных токов на зонды для случая начала разведения контактов при  $t_0=0,4$  мс после начала протекания тока через ВДК. Для этого случая на рисунке 4.4(б) приведены изображения разрядного промежутка в различные моменты времени, полученные с использованием высокоскоростной камеры HSFC-Pro.

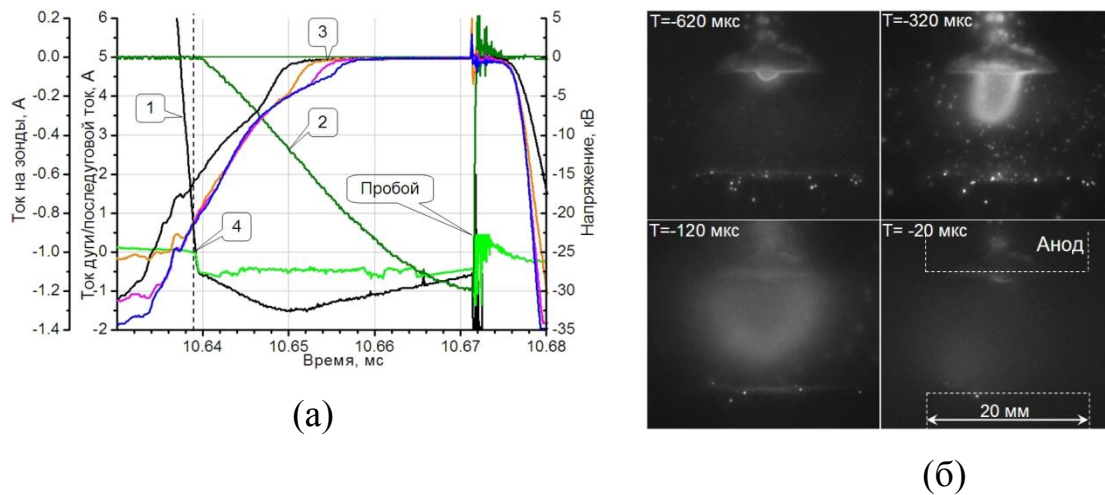


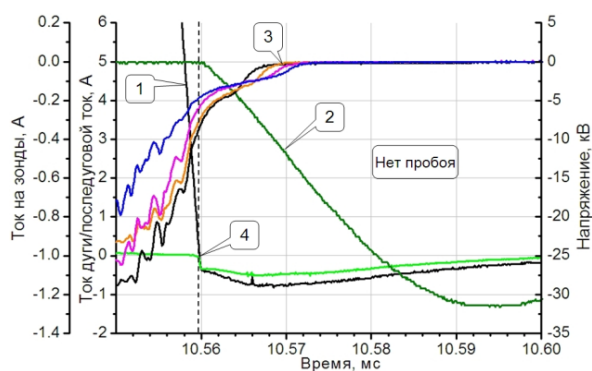
Рисунок 4.4. – (а)-осциллограммы тока (1), импульса ПВН (2) после нуля тока, а также токов на зонды (3) вблизи перехода тока через ноль для случая “раннего” размыкания контактов  $t_0=0,4$  мс, и (б)- изображения разрядного промежутка в различные моменты времени до перехода тока через ноль. Длительность экспозиции на всех кадрах 10 мкс.

При относительно малом времени задержки размыкания контактов  $t_0 < 2$  мс от начала протекания тока, как правило, наблюдался анодный факел (рисунок 4.4, б), аналогичный наблюдаемому в работах [79,80] и рассмотренный в данной диссертационной работе в Главе 3. Также из рисунка 4.4(б) хорошо видно, что факел расширяется по мере приближения к моменту перехода тока через ноль. После обрыва дуги наблюдается излучение узкой разогретой области на верхнем электроде.

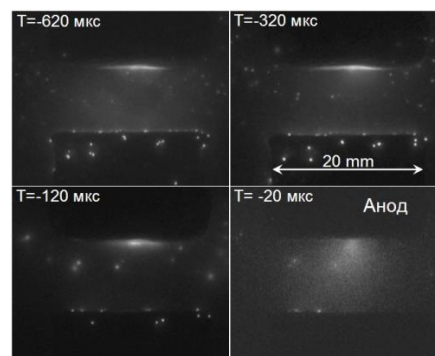
В случае “раннего” размыкания токи на зонды составляли  $0,2 \div 1,0$  А в момент перехода тока дуги через ноль. Электронная концентрация плазмы  $n_e$ , соответствующая токам на зонды  $i_{probe}$ , может быть оценена с использованием выражения (2.16), которое получено с учетом площади поверхности зондов  $20 \text{ мм}^2$  и в предположении электронной температуры  $kT_e = 3$  эВ. Оценки согласно (2.16) показывают, что плотность плазмы к моменту обрыва дуги составляет величину не более  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

При времени задержки размыкания контактов менее 2 мс ( $t_0 < 2$  мс) стабильно от импульса к импульсу наблюдались пробои при приложении

ПВН. При увеличении  $t_0$  от 2 до 3 мс вероятность пробоев резко уменьшалась. При  $t_0=3,5$  мс пробои уже не наблюдались. Типичные для этого случая осциллограммы при  $t_0=3,5$  мс представлены на рисунке 4.5(а), а изображения межэлектродного промежутка – на рисунке 4.5(б).



(а)



(б)

Рисунок 4.5. – (а) - осциллограммы тока (1), импульса ПВН (2), а также токов на зонды (3) вблизи перехода тока через ноль для случая размыкания контактов  $t_0=3,5$  мс, и (б) - изображения разрядного промежутка в различные моменты времени до перехода тока через ноль.

Как видно, при увеличении  $t_0$  зондовые токи уменьшились. Анодный факел не наблюдался. Отсутствовало и свечение поверхности верхнего электрода после обрыва дуги, что указывает на относительно невысокую температуру поверхности анода.

При дальнейшем увеличении  $t_0$  зондовые токи уменьшались еще в большей степени. Кроме того, характер обрыва зондовых токов менялся: токи обрывались одновременно на всех зондах, а не по очереди. Пробоя при приложении ПВН не наблюдалось при увеличении  $t_0$  до момента, когда до перехода тока через ноль оставалась чуть меньше 1 мс. При этом напряженность электрического поля достигала порядка 300 кВ/см (по нижним оценкам). При дальнейшем приближении  $t_0$  к моменту перехода тока через ноль возникали пробои в коротком межэлектродном промежутке.

Из представленных выше данных видно, что момент начала размыкания контактов  $t_0$  сильно влияет на характер протекающих в вакуумной дугогасительной камере физических процессов и на отключающую способность промежутка в целом.

Основным фактором, приводящим к пробоев межэлектродного промежутка при приложении импульса ПВН, является относительно высокая плотность плазмы и паров материала анода, основным источником которых к моменту перехода тока через ноль является высокая температура поверхности анода и формирование анодного пятна. Выделение энергии в разряде существенно зависит от момента  $t_0$  и обусловлено влиянием на этот процесс нескольких факторов. Во-первых,  $t_0$  связано с длительностью горения дуги до перехода тока через ноль – чем раньше размыкаются контакты, тем выше длительность дуги, т. е. выше энергосодержание (рисунок 4.6).

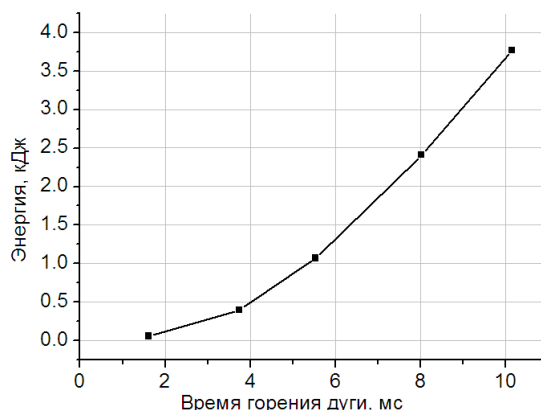


Рисунок 4.6. – Зависимость выделения энергии в межэлектродном промежутке от времени горения дуги для амплитуды тока дуги 11 кА (для случая на рисунке 4.3).

Во-вторых, при раннем размыкании длиннее межэлектродный промежуток ко времени достижения током амплитудного значения. В условиях сильных токов это приводит к контрагированию разряда. Контрагирование приводит к росту напряжения горения дуги, т. е. к увеличению выделяемой в промежутке мощности. Кроме того, контрагирование разряда приводит к росту плотности потока энергии на



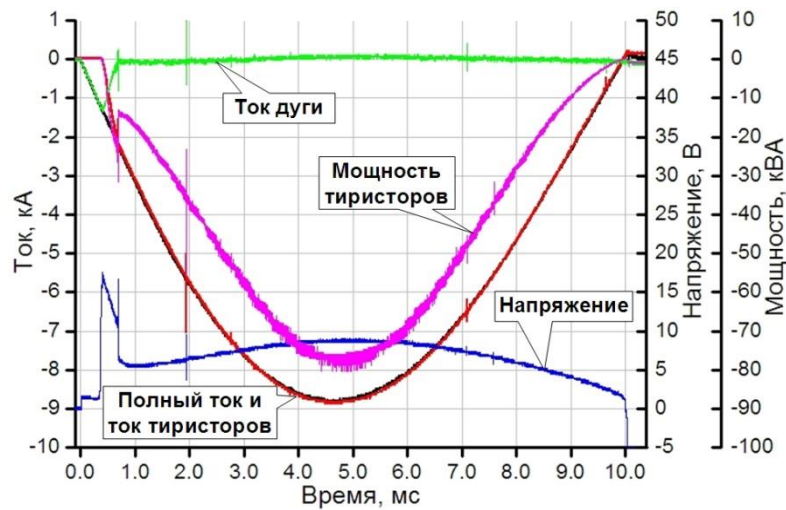
локальную область поверхности анода. Эти механизмы особенно актуальны для сплошных контактов без генерирования магнитных полей за счет протекающего тока.

Согласно этим рассуждениям, чем позже происходит размыкание контактов (относительно начала протекания тока через них), тем создаются более благоприятные условия с точки зрения уменьшения эрозии контактов и улучшения отключающей способности ВДК. К аналогичному выводу пришел автор работы [104], который показал, что оптимальное время горения дуги при отключении переменного тока частотой 50 Гц составляет величину порядка 2,5 мс при скорости нарастания ПВН порядка 8,5 кВ/мкс. При данных условиях не наблюдалось ни одного пробоя. В наших же экспериментах скорость роста ПВН составляла 0,4 кВ/мкс, а оптимальное время лежало в диапазоне от 3 до 7 мс. С другой стороны, уменьшение межэлектродного зазора к моменту перехода тока через ноль снижает электрическую прочность промежутка из-за возможности возникновения пробоя в коротком вакуумном промежутке за счет сильных электрических полей напряженностью 300 кВ/см и более.

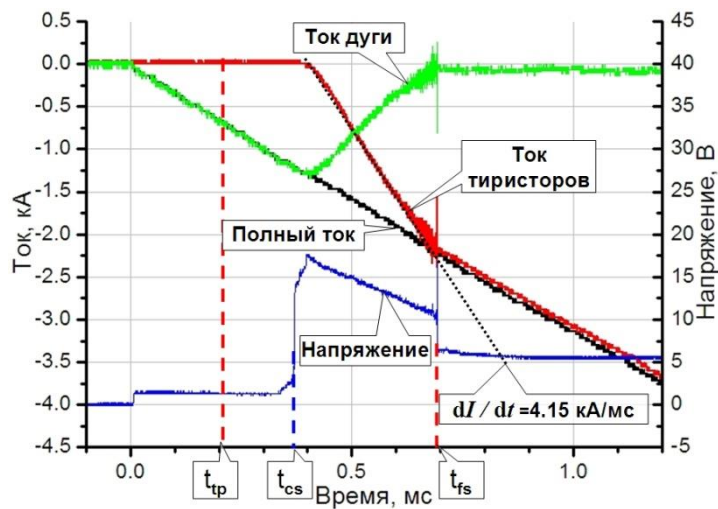
#### **4.2.2 Исследования перераспределения тока между ВДК и тиристорной сборкой**

Данная серия экспериментов проводилась путем включения тиристоры, шунтирующих вакуумную дугу, в различные моменты времени. Импульс ПВН к промежутку не прикладывался.

На рисунке 4.7 представлены осциллограммы, иллюстрирующие переключение тока из ВДК в тиристоры. Кроме того, на рисунке 4.7 представлены дополнительные данные: ток через контакты ВДК, полученный путем вычитания тока в цепи тиристоры из полного тока. В этом примере управляющий импульс открытия тиристоры (момент времени  $t_p$ ) подавался до начала размыкания контактов (момент  $t_{cs}$ ).



(а)



(б)

Рисунок 4.7. – Обзорная (а) и детализированная (б) осциллограммы, иллюстрирующие переключение тока из вакуумного выключателя в тиристор. Моменты времени:  $t_{tr}$  – подача импульса открытия тиристоров,  $t_{cs}$  – начала размыкания контактов вакуумного выключателя, и  $t_{fs}$  – полное переключение тока.

Пока контакты замкнуты, падение напряжения на них составляет величину менее 1 В, что недостаточно для открытия тиристоров. Поэтому ток в цепи тиристоров не появляется до момента размыкания контактов. После размыкания контактов в вакуумном выключателе зажигается дуговой разряд и на промежутке скачкообразно устанавливается падение напряжения порядка 15÷20 В. В этот момент ток в цепи тиристоров начинает возрастать и

к моменту времени  $t_{fs}$  тиристоры полностью открываются и весь ток переключается в них. По мере перехода тока из ВДК в тиристоры, мощность в дуге начинает падать, и к моменту полного переключения тока ( $t_{fs}$ ) дуга окончательно гаснет.

Если импульс открытия тиристоров подавать после момента размыкания контактов, то ток через тиристоры начинает проходить сразу же, поскольку падения напряжения уже достаточно для того, чтобы тиристоры открылись.

Анализ экспериментальных данных показал интересные особенности. Известно, что минимальное напряжение, необходимое для функционирования вакуумной дуги на медных электродах, составляет величину  $13 \div 16$  В [3,5,105]. В нашем случае данный режим реализуется в момент размыкания контактов, когда напряжение на контактах скачкообразно изменяется до уровня 15 В. Было замечено, что на этапе переключения тока из ВДК в тиристоры в промежутке времени ( $t_{fs} - t_{cs}$ ) напряжение снижается до меньшего уровня, порядка  $8 \div 10$  В, хотя дуга продолжает функционировать. В рамках взрывоэмиссионной модели образование новых катодных пятен при таком напряжении невозможно, но функционирование существующих пятен, по-видимому, возможно до тех пор, пока падение напряжения на дуге не станет ниже первого ионизационного потенциала атомов материала катода.

В данном эксперименте была исследована зависимость времени переключения тока из ВДК в тиристорную сборку от значения переключаемого тока. В этом случае момент размыкания контактов задерживался на 0,5 мс относительно начала протекания импульса тока, а изменялось только время открытия тиристоров (путем изменения времени  $t_{tp}$  генератором задержек). При увеличении интервала времени ( $t_{tp} - t_{cs}$ ) соответственно переключение тока из ВДК в тиристоры происходит при большем токе. Время, в течение которого ток переключается из ВДК в тиристоры (время переключения) определяется как разность между моментами времени ( $t_{fs} - t_{tp}$ ). Значение переключаемого тока определяется в

момент времени  $t_{\text{пр}}$ . Так, для примера на рисунке 4.7 время переключения составляет величину порядка 300 мкс ( $t_{\text{fs}} - t_{\text{пр}}$ ) при значении переключаемого тока около 1,3 кА (момент времени  $t_{\text{cs}}$ , поскольку в данном примере запуск тиристоров происходил раньше момента размыкания контактов). Зависимость времени переключения тока от величины переключаемого тока приведена на рисунке 4.8.

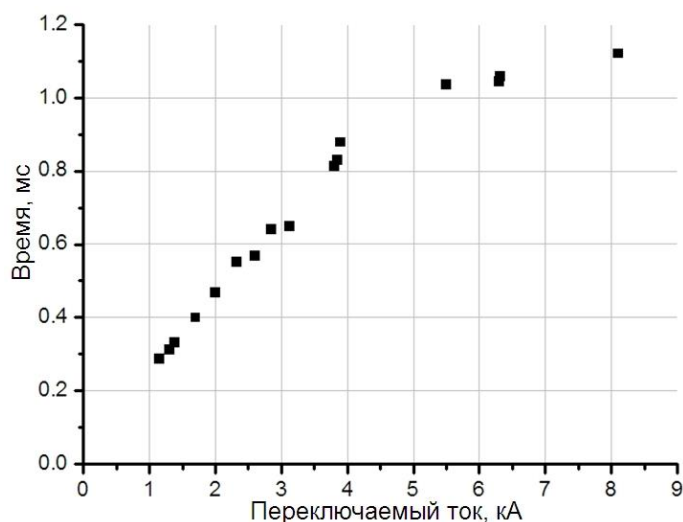


Рисунок 4.8. – Зависимость времени переключения тока из ВДК в тиристорную сборку от переключаемого тока.

На основании полученных данных можно сказать, что время переключения тока зависит только от величины переключаемого тока и не зависит от полного тока, проходящего через систему ВДК-тиристорная сборка. Исходя из зависимости на рисунке 4.8 можно определить скорость переключения тока из ВДК в тиристорную сборку. Так, для амплитуды тока от 1 до 8 кА скорость переключения лежит в пределах от 4 до 7,2 кА/мс.

#### 4.2.3 Исследования перераспределения тока между ВДК и диодной сборкой

Выпускаемые отечественной промышленностью мощные силовые тиристоры ограничены по классу напряжений уровнем 5÷6.5 кВ. Для коммутации напряжений в десятки киловольт необходимо последовательное соединение нескольких приборов. Для исследования динамики

перераспределения тока между дугой и полупроводниковой сборкой при большом количестве последовательно соединенных полупроводниковых ключей в сборке целесообразно использовать вместо тиристоров диоды, что обусловлено существенно более низкой стоимостью последних. Переходные характеристики диодов и тиристоров в открытом состоянии близки друг к другу. Момент включения тиристора можно моделировать моментом начала размыкания контактов в вакуумном выключателе.

В ходе экспериментов использовались диоды Д133-800-26 соединенные в секции по 10 штук с отводом в одной из секций таким образом, что можно было выбрать 5, 10, 15, или 20 диодов.

Фотография диодной сборки приведена на рисунке 4.9.

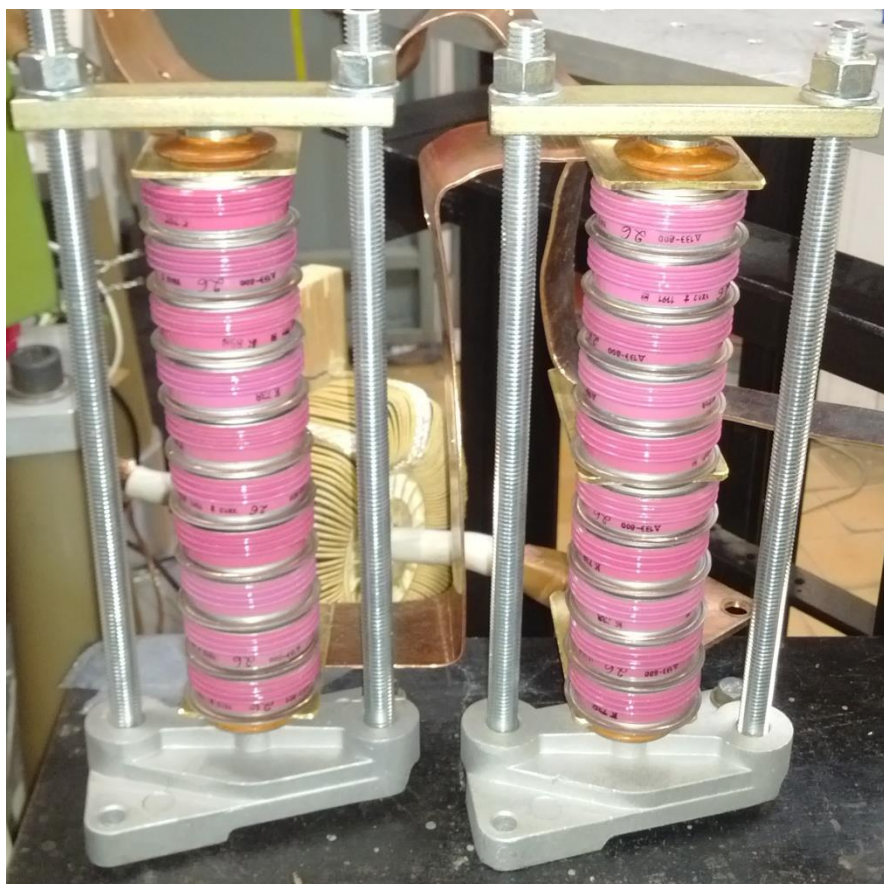


Рисунок 4.9. – Фотография двух диодныхборок.

Для работы диодов данного типа им необходимо придать сжатие друг относительно друга для осуществления хорошего контакта между

кристаллами. Для реализации сжатия использовалось прижимное устройство типа OM104П.

На рисунке 4.10 представлены осциллограммы токов как в ВДК, так и в диодной сборке при различном количестве диодов и амплитуде полного тока  $4 \div 6$  кА. Метками времени  $t_1$  и  $t_B$  помечены моменты начала разведения контактов (и начала переключения тока) и момент окончания переключения тока дуги в диодную сборку.

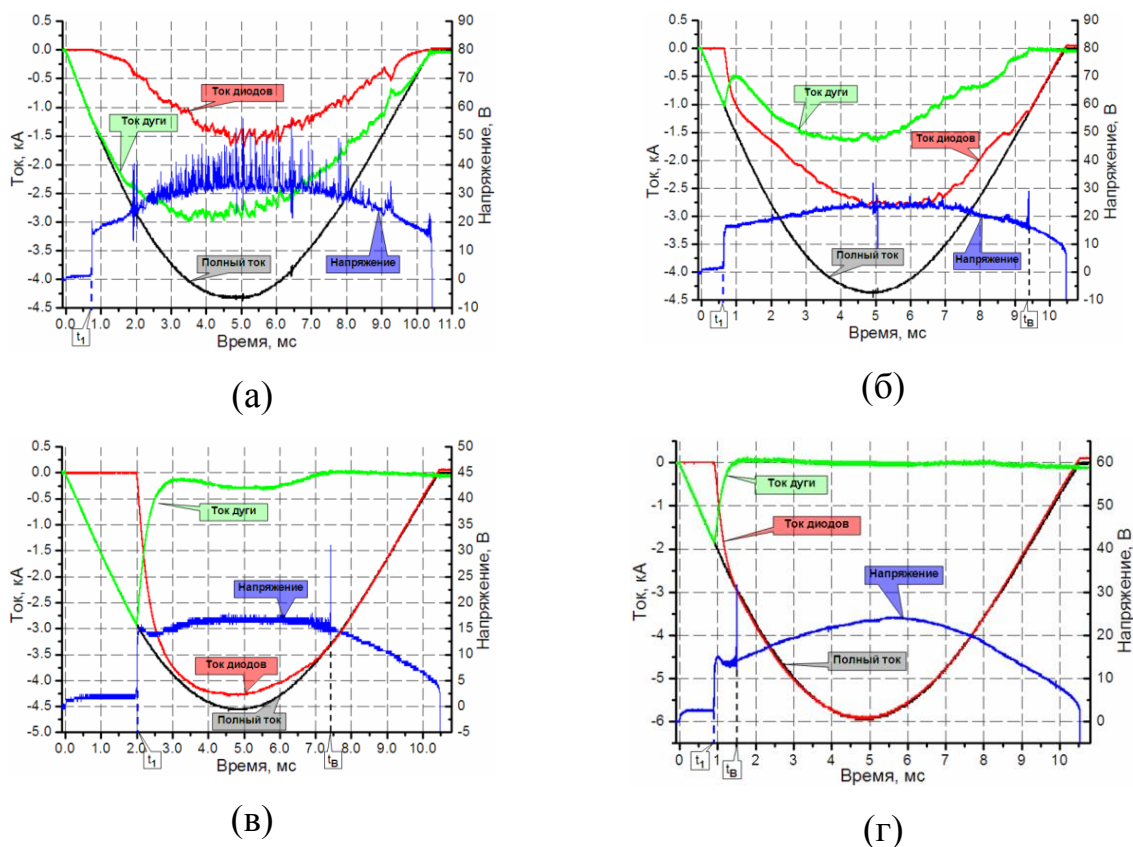


Рисунок 4.10. – Осциллограммы полного тока, тока в вакуумном выключателе и диодной сборке, напряжения и мощности в диодах. Полный ток:  $4 \div 4,5$  (а-в) и 6 кА, количество диодов в сборке: 20 (а), 10(б), и 5 штук (в, г).

При количестве диодов в сборке  $N=20$  через диодную сборку протекает менее половины полного тока (рисунок 4.10, а), т.е. полного переключения тока не происходит. Напряжение сильно модулировано и составляет величину  $30 \div 50$  В, что характерно для напряжения горения дуги при данных уровнях тока. При уменьшении количества диодов в сборке до  $N=10$

(рисунок 4.10, б) ток перераспределяется преимущественно в диодную сборку, напряжение снижается до 20 В и становится более гладким. При уменьшении тока на стадии спада синусоиды до уровня 1 кА, при котором падение напряжения уменьшается до минимального напряжения горения дуги, дуга погасает и происходит окончательное переключение тока в диоды (примерно за 1 мс до перехода тока через ноль). При количестве диодов в сборке  $N=5$  практически весь ток протекает через диодную сборку. При этом напряжение лишь незначительно превышает минимальное напряжение поддержания дугового разряда ( $\sim 14$  В). На стадии спада окончательное переключение тока в диоды происходит при токе чуть более 3 кА. При этом необходимо отметить, что такой режим реализуется только, если момент начала размыкания контактов вакуумного выключателя  $t_1 > 1,5 \div 2$  мс. При меньшей задержке  $t_1$  даже при более высоких амплитудах тока реализуется переключение тока в диоды на нарастающей фазе (рисунок 4.10, г). При этом скорость нарастания тока в диодах составляет  $3,3 \div 3,4$  кА/мс.

Зависимость соотношения токов в вакуумном выключателе и диодной сборке продемонстрирована на примере сборки из 10 диодов на рисунке 4.11, на котором представлены осциллограммы при различных амплитудах полного тока 2, 6, 8, и 9,5 кА. Соответствующие фотографии разрядного промежутка для случая на рисунке 4.11 (а) приведены на рисунке 4.12.

При увеличении амплитуды полного тока доля тока, приходящаяся на вакуумный выключатель, возрастает, при этом возрастают напряжение и степень его модулированности, а момент окончательного переключения тока  $t_B$  на спадающей фазе сдвигается все ближе к моменту перехода тока через ноль. Причина такого поведения распределения токов заключается в соотношении сопротивлений дугового разряда и диодной сборки. При этом динамическое сопротивление диодов остается практически постоянной величиной, слабо зависящей от тока. Анализ осциллограмм тока показал, что его величина близка к  $0,7 \div 0,8$  мОм на один диод. Сопротивление дуги от



тока разряда уменьшается с ростом тока, составляя величину  $5\div 6$  мОм при токе 10 кА, к тому же возрастает в процессе горения дуги.

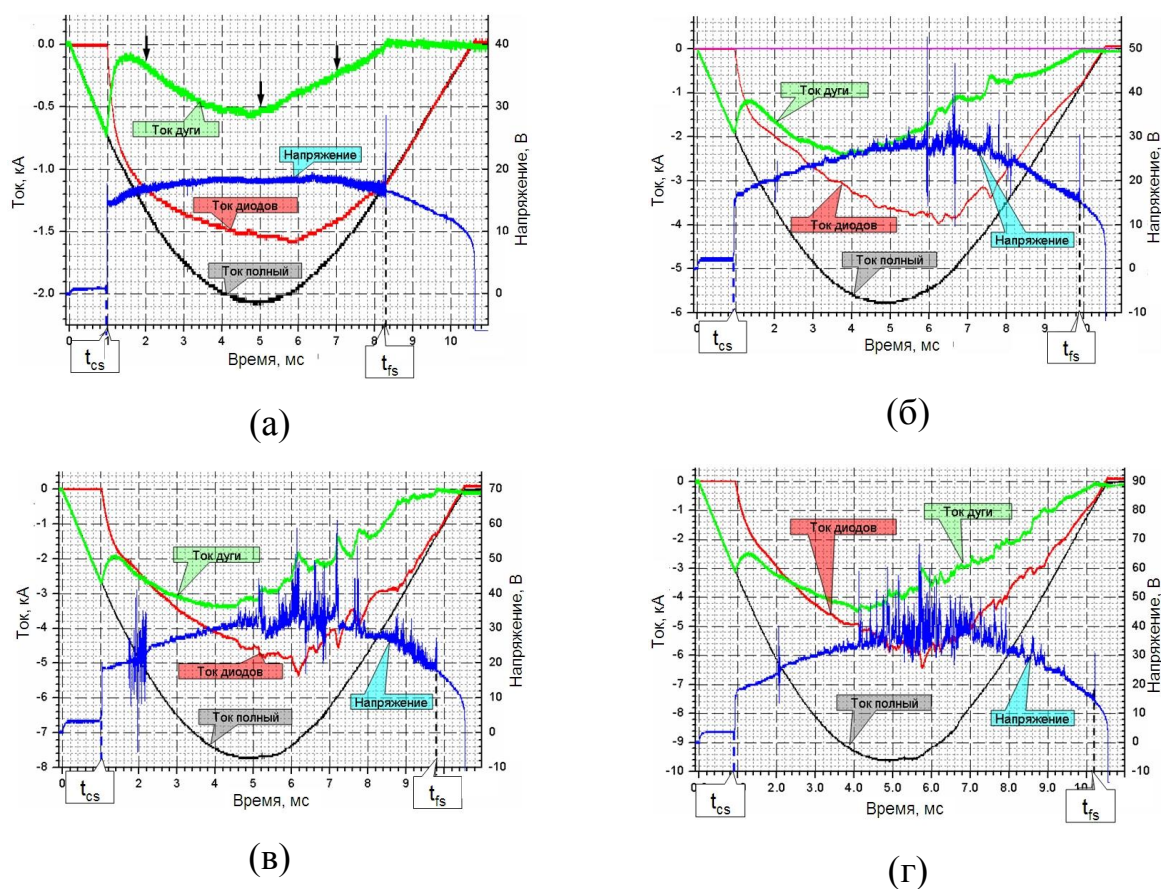


Рисунок 4.11. – Осциллограммы токов и напряжения при использовании сборки из 10 диодов и различном полном токе: 2 (а), 6 (б), 8 (в) и 9,5 кА (г). Стрелками показаны моменты съемки разрядного промежутка.

При анализе осциллограмм был замечен некоторый «предельный» режим, при котором создаются условия, близкие для переключения тока на нарастающей фазе тока. Данный режим продемонстрирован на рисунке 4.13. В этом режиме ток дуги уменьшается до величин  $30\div 40$  А, а напряжение дуги может достигать значений ниже минимального напряжения горения дуги. Интересный момент заключается в том, что в этом режиме мы никогда не наблюдали одно катодное пятно. Всегда было 2 или 3 пятна. Объяснить данное наблюдение можно следующим образом: одиночное пятно склонно к самопроизвольному погасанию, поэтому уменьшение количества катодных пятен в разряде до единичного приводит к полному переключению тока в



диодную сборку. Поэтому в режиме минимального тока наблюдаются всегда два катодных пятна или больше. При этом ток на пятно составляет величину порядка  $13 \div 15$  А, что хорошо согласуется с измеряемыми токами среза [106].

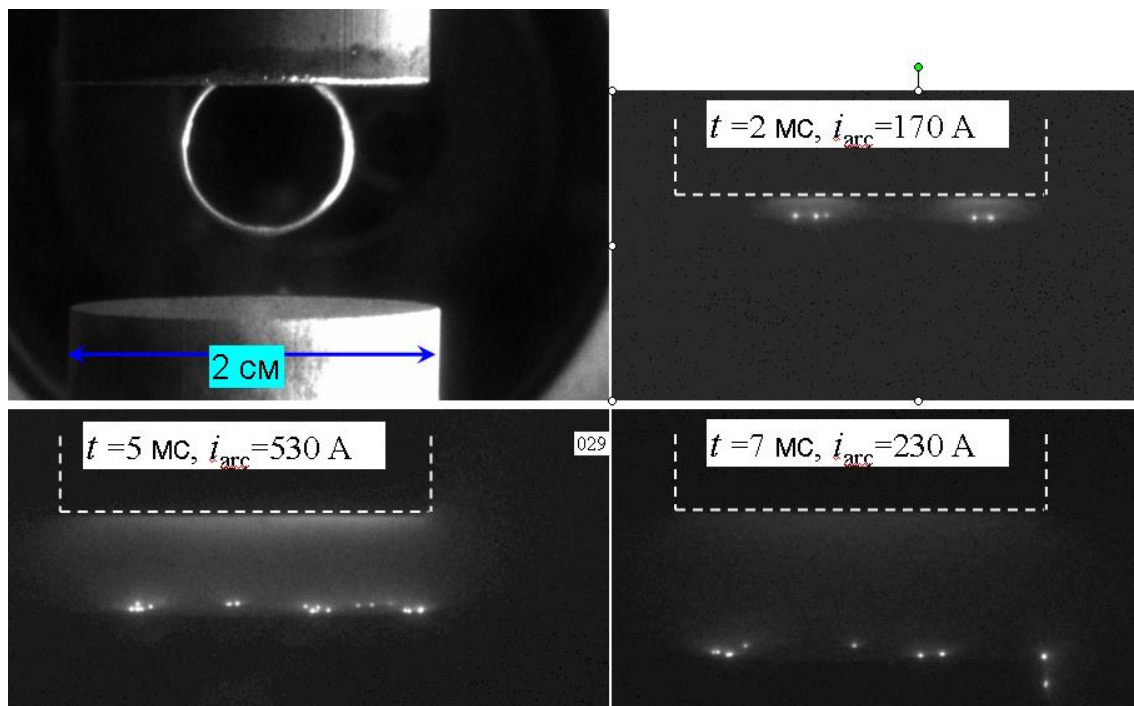
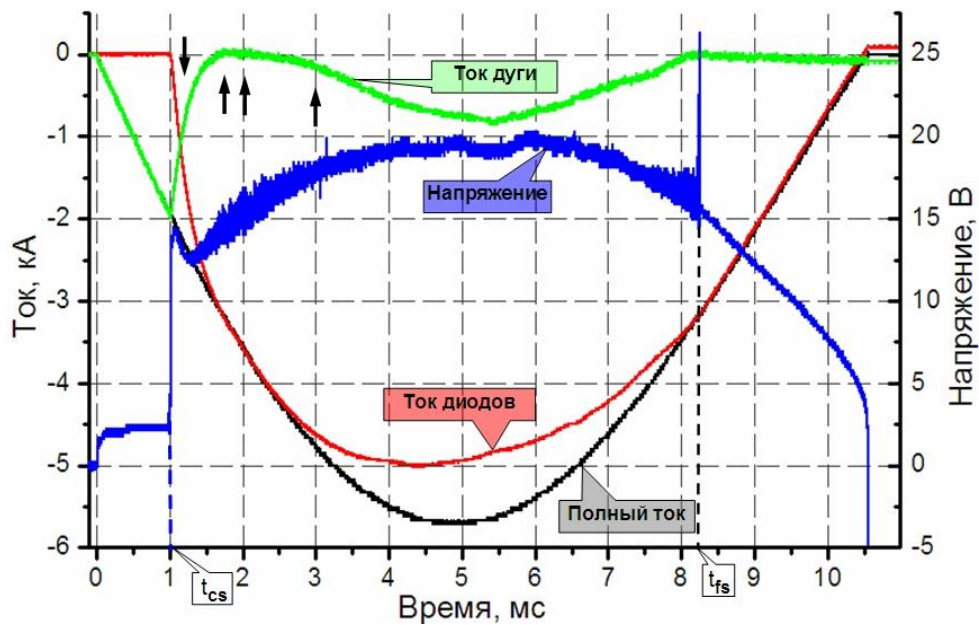
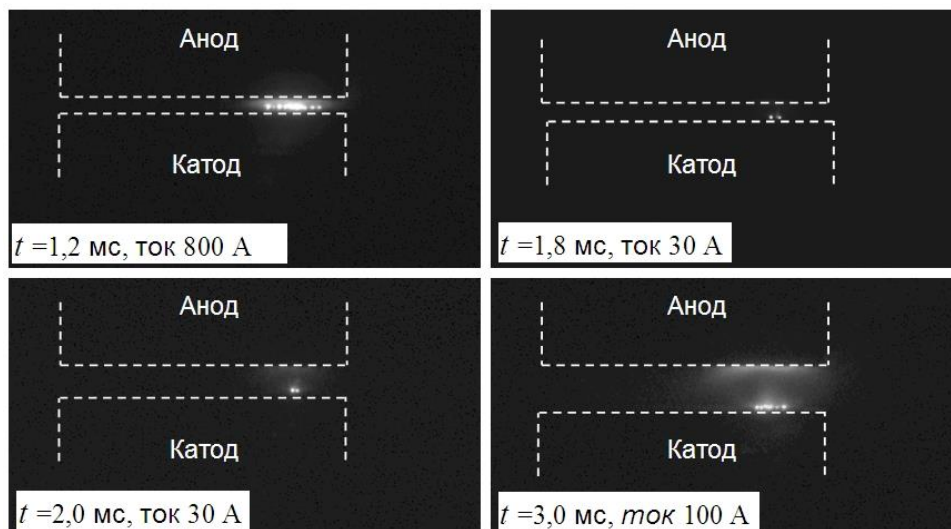


Рисунок 4.12. – Фотографии разрядного промежутка, соответствующие моментам времени, отмеченных стрелками на рисунке 4.11 (а). Время экспозиции кадра 20 мкс.



(а)



(б)

Рисунок 4.13. – Осциллограммы полного тока, токов в вакуумном выключателе и диодной сборке и напряжения в режиме минимального тока вакуумной дуги, и соответствующие фотографии разрядного промежутка в моменты времени, помеченные на осциллограмме стрелками.

#### 4.2.4 Отключающая способность системы ВДК-тиристорная сборка

Кроме перераспределения тока между ВДК и полупроводниковым ключом была исследована отключающая способность системы ВДК-тиристорная сборка.

Прежде всего, были найдены условия, при которых в отсутствие тиристорной сборки в вакуумном выключателе с большой долей вероятности происходил обратный пробой после обрыва дуги. При поиске условий возникновения пробоя изменялись время начала размыкания контактов вакуумного выключателя и амплитуда тока, а амплитуда и форма импульса напряжения ПВН являлись фиксированными параметрами для всей серии экспериментов.

Как показали эксперименты, задержка размыкания контактов  $t_{cs}$ , не приводит к появлению устойчивого обратного пробоя. При амплитуде тока 8,5 кА обратный пробой отсутствовал всегда, вплоть до приближения  $t_{cs}$  к моменту перехода тока через ноль  $t_{cz}$  до величин  $(t_{cz} - t_{cs}) \sim 150$  мкс, т.е. когда длина межэлектродного зазора к моменту нуля тока  $t_{cz}$  была всего порядка 150 мкм (рисунок 4.14). Похожая ситуация наблюдалась и для амплитуды тока 10 и 12 кА.

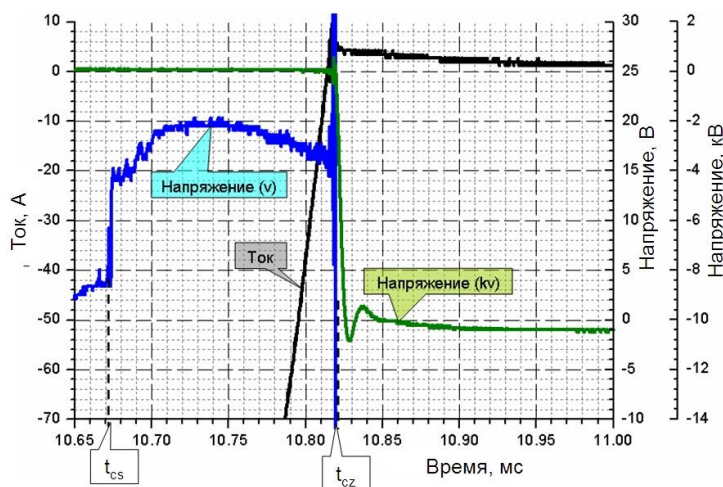


Рисунок 4.14. — Осциллограмма вблизи перехода тока через ноль в отсутствие тиристорной сборки, показывающие отсутствие обратного пробоя ВДК в случае начала размыкания контактов ВДК (момент времени  $t_1$ ) вблизи перехода тока через ноль (момент времени  $t_4$ ).

Однако, при малой задержке начала размыкания контактов  $t_{cs} < 2$  мс происходил обратный пробой с большой вероятностью: при  $t_{cs} = 0,5$  мс и токе 10 кА вероятность пробоя составляла 60÷70%, а при токе 12 кА пробой

происходили постоянно. По характеру это были так называемые ”поздние пробои”, т.е. такие, которые происходили в момент  $t_{br}$ , отстоящий от момента обрыва дуги  $t_{cz}$  на несколько сотен микросекунд, что многократно превышает длительность переднего фронта импульса напряжения ПВН (рисунок 4.15). Поэтому дальнейшие испытания (с подключенной параллельно ВДК тиристорной сборкой) проводились с размыканием контактов непосредственно после начала импульса тока ( $t_{cs} \sim 0,5$  мс) и при различных моментах открытия тиристорov  $t_{tr}$ .

Исследование влияния параллельного подключения тиристорov на работу вакуумного выключателя состояло в поиске “критического” времени задержки запуска тиристорov: при открытии тиристорov раньше этого времени (например, в начальной фазе тока) ток задолго до перехода через ноль переключится в тиристор, поэтому вакуумный выключатель должен выдерживать высоковольтный импульс ПВН и, напротив, при включении тиристорov позже критического времени должен случаться пробой межэлектродного промежутка.

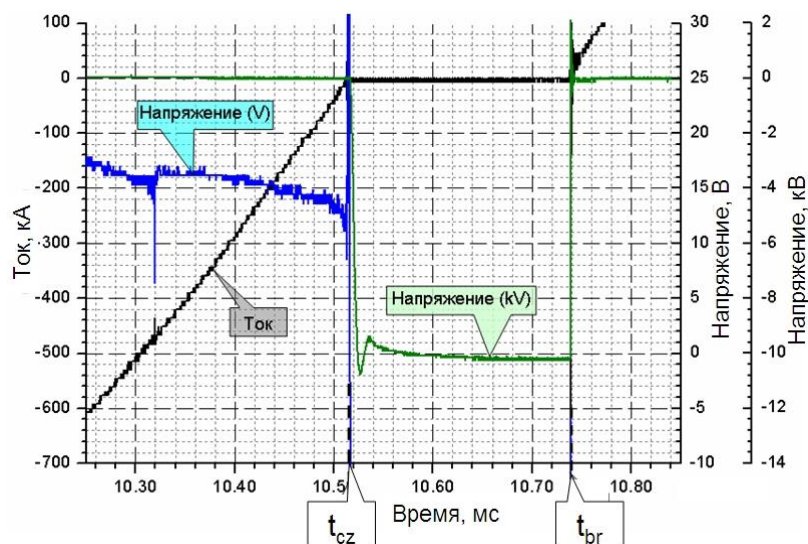


Рисунок 4.15. – Набор осциллограмм (в области нуля тока) в отсутствии тиристорной сборки. Пример возникновения обратного пробоия ВДК для случая начала размыкания контактов  $t_1=0,8$  мс при амплитуде тока 10 кА.

Так, при амплитуде тока 10 кА обратные пробои начинали происходить при запуске тиристора ближе, чем за 500 мкс до обрыва дуги ( $t_{cz} - t_{tp}$ ) < 500 мкс. Пробои являлись ”поздними” и носили вероятностный характер. Пример приведен на рисунке 4.16 для случая запуска тиристорov в момент времени  $t_{tp}$  за 300 мкс до начала импульса ПВН, когда пробои возникали примерно в половине случаев, а типичное время запаздывания пробоя по отношению к началу роста импульса напряжения ПВН ( $t_{br} - t_v$ ) составляло 100÷300 мкс.

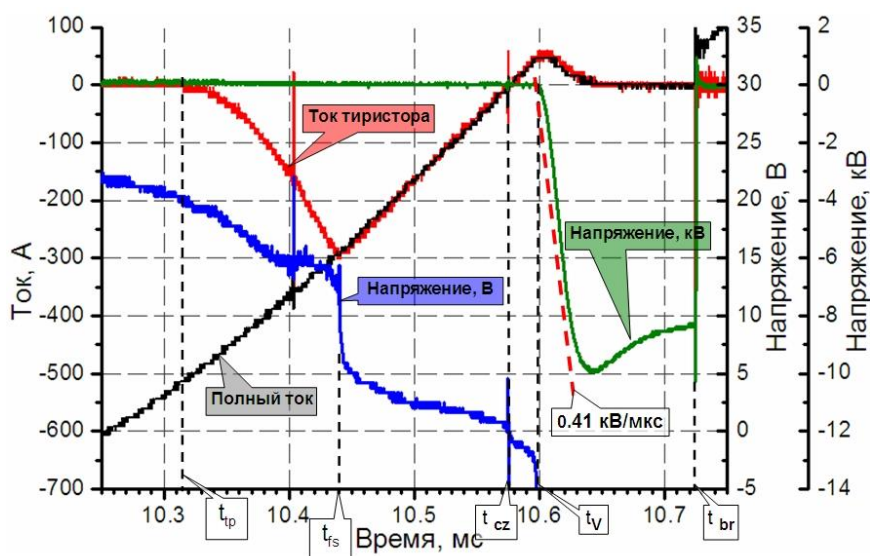


Рисунок 4.16. – Набор осциллограмм при параллельном включении ВДК и тиристорной сборки с поздним пробоем.

При амплитуде тока дуги 12 кА таким «критическим» временем стала величина  $t_{tp} = 8 \div 8,5$  мс ( $(t_{cz} - t_{tp}) \sim 2,2 \div 2,7$  мс). Пример осциллограмм приведен на рисунке 4.18. При  $t_{tp} = 7,5$  мс пробоев не возникало, первый пробой возник при  $t_{tp} = 8$  мс, а уже при  $t_{tp} = 8,5$  мс (2,2 мс до нуля тока) пробои случались постоянно. При этом наблюдались как «поздние» пробои, так и «ранние» пробои на переднем фронте напряжения. При дальнейшем увеличении задержки запуска тиристорov (при приближении к моменту обрыва дуги) пробои также наблюдались постоянно, и характер их не менялся.



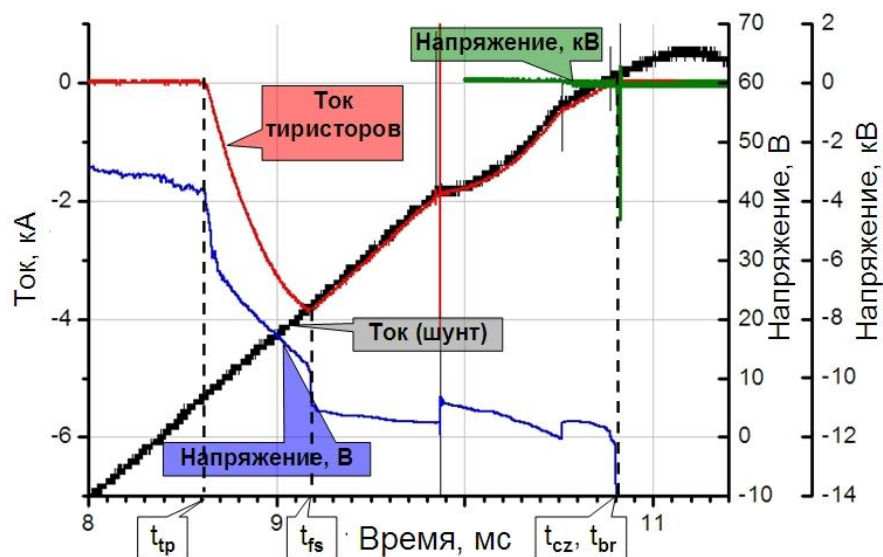


Рисунок 4.17. – Набор осциллограмм при параллельном включении ВДК и тиристорной сборки с ранним пробоем.

Отметим также, что с точки зрения вакуумного выключателя наихудшим вариантом является такая рассинхронизация, когда контакты вакуумного выключателя размыкаются в начальной фазе полупериода тока, а запуск тиристорov в конечной. Поэтому целесообразно запускать тиристоры синхронно с размыканием контактов [107]. При этом момент включения относительно нуля тока, хотя и оказывает влияние на выделяемую в тиристоре энергию и ток, тем не менее, не является критическим параметром с точки зрения работы тиристора. С точки зрения работы вакуумного выключателя, фаза размыкания также не слишком критична - при размыкании в начальный период ток быстро переключается в тиристор и на протяжении всего остального времени плазма в вакуумном выключателе распадается. Случай же размыкания контактов вакуумного выключателя на конечной фазе полупериода тока является сам по себе благоприятным для его работы с точки зрения уменьшения количества генерируемой плазмы, теплового режима анода и т.д.

### 4.3 Выводы к Главе 4

1. Исследовано влияние длительности горения дуги на отключающую способность ВДК. Показано, что существует оптимальное время горения, лежащее в диапазоне от 1 до 7 мс, в пределах которого прерывание дуги не приводит к пробоя контактного промежутка в условиях роста переходного восстанавливающегося напряжения. Основным фактором пробоя межэлектродного промежутка является наличие плазмы концентрацией более  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  в промежутке и паров материала анода, источником которых является испарение материала вследствие высокой температуры анода и формирование анодного пятна. Поэтому, время начала разведения контактов необходимо сдвигать ближе к переходу тока через ноль, тем самым уменьшать выделение мощности на аноде. Уменьшение длительности горения дуги также приводит к уменьшению эрозии контактов, что положительно сказывается на ресурсе выключателя. Однако, при малых межэлектродных расстояниях необходимо учесть вероятность пробоя за счет сильного электрического поля порядка 300 кВ/см.

2. Исследована динамика перераспределения тока между вакуумной дугой и полупроводниковой сборкой. Продемонстрирована перспективность шунтирования вакуумнодугового промежутка полупроводниковым ключом с целью снижения вероятности пробоя после перехода тока дуги через ноль с последующим восстановлением на промежутке высокого рабочего напряжения в диапазоне напряжений до 10 кВ.

3. В режиме резкого снижения тока вакуумной дуги в процессе перераспределения токов обнаружен не наблюдавшийся ранее режим горения дуги при напряжениях порядка первого потенциала ионизации атомов металлов, входящих в состав материала электродов.

## **Глава 5. Инициирование вторичного дугового разряда в низковольтной радиоэлектронной аппаратуре**

Инициирование вакуумной дуги после обрыва дуги при переходе тока через ноль, происходящее при неуспешном выключении тока в ВДК, имеет общую физическую природу с инициированием вторичной дуги в радиоэлектронной аппаратуре (РЭА), эксплуатируемой в вакууме и газе низкого давления, в частности, в РЭА космических аппаратов (КА). Особенность проблемы дугообразования в РЭА КА состоит в том, что инициирование первичной дуги обусловлено факторами космического пространства (электростатические разряды, выход из строя электрорадиоизделий (ЭРИ) вследствие повреждения проникающей радиацией) и её роявление является ожидаемым событием. Проблема вторичного дугообразования встала особенно остро в 2000-х годах, когда произошёл переход энергопреобразующей аппаратуры КА к более энергоёмкой, который потребовал повышения рабочих напряжений с 27 до 100 В. С точки зрения инициирования вакуумной дуги пробоем вакуумного промежутка [4] уровня такого напряжения не достаточно. Однако, при наличии плазмы в промежутке, образованной первичной дугой, уровень напряжения 100 В превышает порог образования дуги.

Другой особенностью инициирования дуги в КА является относительно низкий уровень вакуума в начальной стадии эксплуатации КА вследствие газовыделения из ЭРИ и лакового покрытия электронных плат, что приводит к необходимости рассмотрения инициирования вторичной дуги не только в условиях высокого вакуума, но и в газе низкого давления. В частности, требует объяснения факт удалённого зажигания вторичной дуги на расстояниях 10 см и более относительно первичной дуги в РЭА КА в процессе испытаний КА в барокамерах, вакуумированных до давления ниже  $10^{-4}$  Па, сообщаемый на рабочих совещаниях в АО «ИСС» и АО «НПЦ «Полус».



В данной главе приведены результаты экспериментов по регистрации пороговых параметров, прежде всего давления, определяющих риск вторичного дугообразования при наличии плазмы, имитирующей плазму первичного разряда. Вторым исследуемым параметром данного раздела работы является критический размер дефекта сплошности диэлектрического покрытия электродов, который способен привести к инициированию вторичного дугового разряда в промежутке. Результаты представлены в работах [108-110].

## **5.1 Экспериментальное оборудование**

### **5.1.1 Экспериментальный стенд для исследования инициирования вторичного дугового разряда**

Схема эксперимента по определению вероятности вторичного дугообразования представлена на рисунке 5.1. В экспериментальной камере поддерживалась остаточная атмосфера, контроль состава которой проводился с использованием масс-спектрометра, и давление которой варьировалось от атмосферного до уровня вакуума  $10^{-4}$  Па. Для получения вакуума использовался турбомолекулярный насос, а для поддержания давления выше остаточного напускался воздух или аргон. Использование аргона было обусловлено тем, что данный газ используется в качестве атмосферы, обладающей низкой электрической прочностью по сравнению с другими атмосферными газами [14].

В экспериментах использовались два разрядных промежутка: промежуток для инициирования первичной дуги и контрольного промежутка для тестирования вторичного дугообразования. Расстояние  $L$ , которое варьировалось в пределах от 3 до 30 см, является ключевым параметром системы. Промежуток вторичной дуги был образован двумя параллельными алюминиевыми уголками, обращенными друг к другу гранями и расположенными на расстоянии 2 мм друг от друга. Между уголками прикладывалась разность потенциалов 100 В, что имитировало систему

электропитания КА. Ток в цепи вторичной дуги ограничивался резистором 100 Ом.

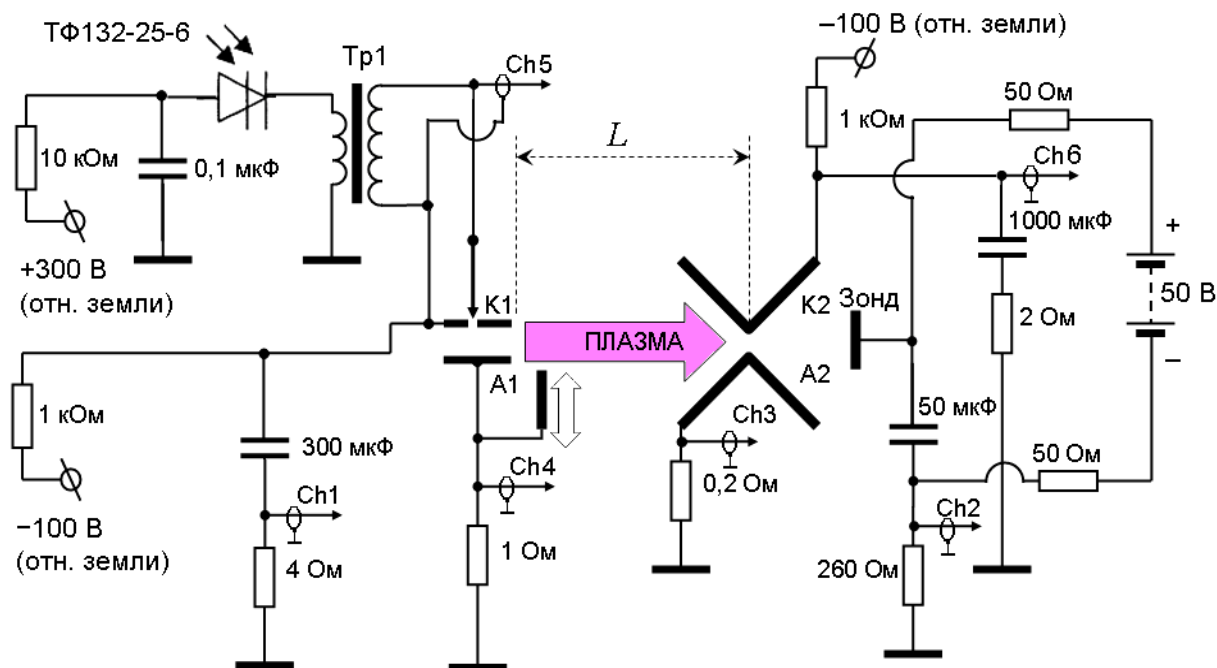


Рисунок 5.1. – Схема эксперимента по вторичному дугообразованию. Ch1 – катодный ток первичной дуги; Ch2 – ток зонда; Ch3 – катодный ток вторичной дуги; Ch4 – анодный ток первичной дуги; Ch5 – напряжение на поджигающем промежутке первичной дуги; Ch6 – напряжение на вторичной дуге.

В пространстве за промежутком вторичной дуги располагался зонд, используемый для измерения концентрации плазмы по электронному току. Для зондовых измерений при давлении 10 Па и выше использовалось диффузионное приближение [64] для анализа вольтамперных характеристик тока в цепи зонда.

Наиболее критичным требованием для источника первичной дуги, является инициирование разряда испарением проводника током, подобно тому, как это имеет место при выходе из строя полупроводникового элемента в РЭА КА. Для выполнения статистических измерений источник первичной дуги должен работать на частоте. Для решения задачи была реализована идея,

описанная в [111,112]. По сравнению с работой [112], было существенно пониженное рабочее напряжение инициирования разряда (не выше 100 В) за счёт тщательного подбора геометрии разрядного промежутка и режима его питания. Как и в [111,112], дуга зажигалась за счёт испарения протекающим током тонкой металлической плёнки, напыляемой в предыдущем акте горения дуги. Такой режим импульсно-периодического горения разряда поддерживался в течение длительного времени при частоте следования импульсов вплоть до десятков Герц. Типичные осциллограммы тока и напряжения в цепи первичной дуги приведены на рисунке 5.2. На рисунке 5.3 приведён набор осциллограмм тока первичной и вторичной дуг и зондового тока, соответствующий случаю инициирования вторичной дуги после горения первичной дуги.

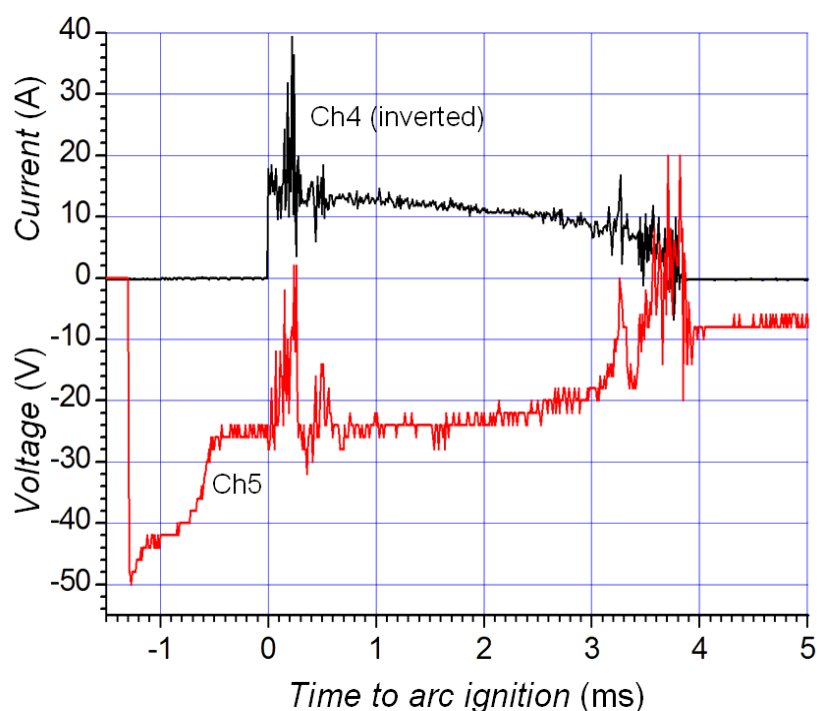


Рисунок 5.2. – Осциллограммы тока в цепи анода первичной дуги (Ch4) и напряжения на поджигающем промежутке первичной дуги (Ch5).

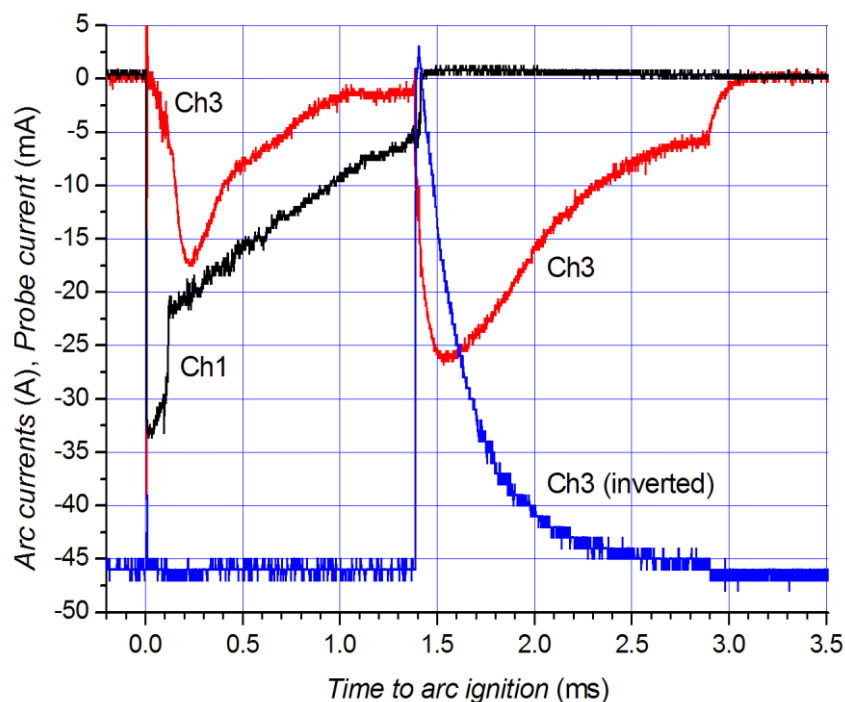


Рисунок 5.3. – Набор осциллограмм токов дуги и зондового тока для случая зажигания вторичной дуги в результате горения первичной дуги.

Форма импульса тока первичной дуги контролировалась  $RC$  контуром источника питания и физическими процессами, связанными с инициированием и горением дуги. Длительность разряда варьировалась от импульса к импульсу в пределах от 1 мс до 5 мс, что связано с нестабильностью горения дуги вблизи порогового тока [2]. Амплитуда тока первичной дуги составляла несколько десятков ампер. Нестабильность амплитуды была связана с запаздыванием испарения металлической плёнки, инициирующего дугу .

Эксперимент начинается на максимальных расстояниях, доступных для экспериментальной вакуумной камеры (порядка 30 см). При неизменном режиме импульсно-периодического горения первичной дуги расстояние  $L$  постепенно уменьшается до тех пор, пока не начнёт происходить инициирование вторичной дуги, что регистрируется свечением плазмы в промежутке  $K2-A2$  и осциллограммами тока через низкоомный шунт  $R_1$ .

По достижении условий порогового дугообразования в промежутке *K2-A2* с использованием зонда, расположенного за тестируемым промежутком, осуществляется измерение параметров плазмы зондовым методом [64].

Эксперименты проводятся для различных давлений окружающей атмосферы, сформированной разными газами и различных конфигураций электродов. Для каждого набора состояний измеряется вероятность инициирования вторичной дуги.

### **5.1.2 Источники первичной плазмы**

Для имитации первичного дугового разряда используется генератор плазмы первичного разряда, фотографии которого представлены на рисунке 5.5. В качестве разрядной ячейки 34 использовался промежуток между двумя электродами, разделенными керамической пластиной. Дуговой разряд зажигался в результате пробоя по поверхности диэлектрика. Разрядная ячейка крепится к держателю, обеспечивающему перемещение разрядной ячейки вдоль оси держателя без нарушения герметичности узла, что обеспечивает изменение расстояния между источником плазмы и тестируемым объектом. Источник плазмы первичной дуги устанавливался на вакуумную камеру напротив контрольного промежутка (рисунок 5.1). Осциллограммы тока разряда и напряжения на разрядном промежутке регистрировались с использованием внутреннего шунта и резистивного делителя источника питания 32.

В качестве источника, имитирующего плазму первичной дуги, может использоваться другой источник плазмы, эскиз которого приведен на рисунке 5.6, а его функциональная схема на рисунке 5.7. Преимущество в использовании данного источника для ряда экспериментов было обусловлено возможностью перемещения источника плазмы внутри вакуумной камеры относительно тестируемого объекта средствами системы позиционирования, что позволяло осуществить серию экспериментов с несколькими контрольными промежутками в едином вакуумном цикле.

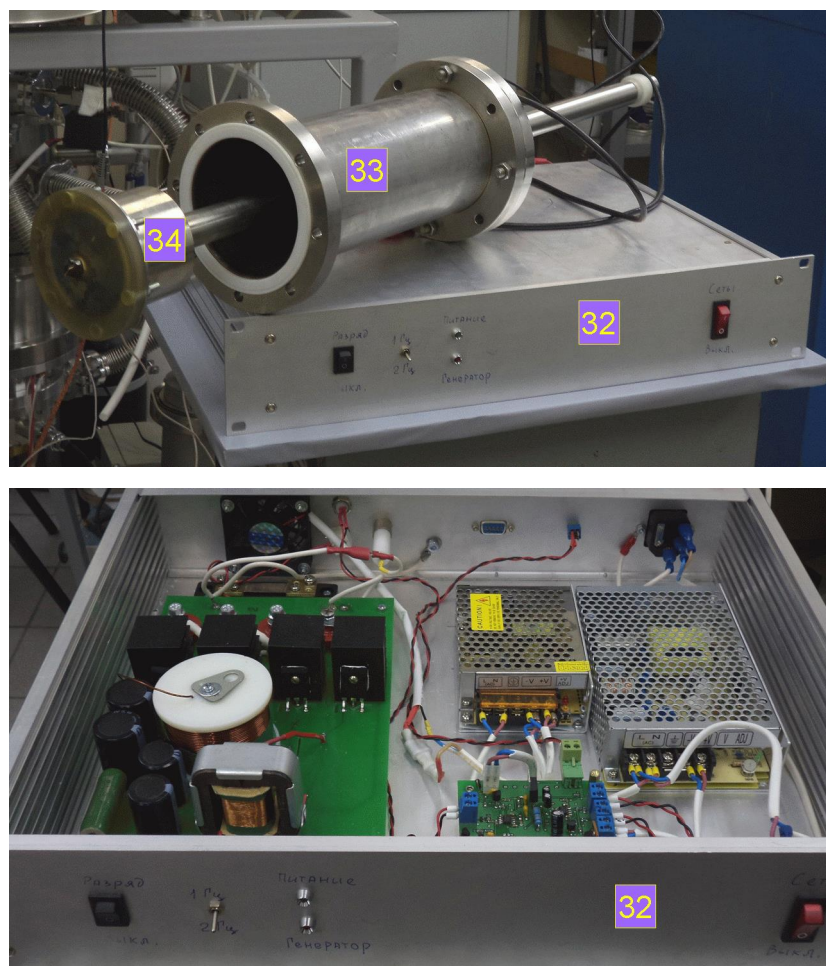


Рисунок 5.5. – Фотографии источника плазмы первичной дуги. 32 – источник питания тока дуги, 33 – подвижный держатель, 34 – разрядная ячейка.

Источник [108] представляет собой плазмотрон на основе тлеющего разряда с полым катодом. Катод и анод выполнены из нержавеющей стали и смонтированы на опорном изоляторе из капролона. Катод снабжен штуцером для подачи рабочего газа. Рабочий газ – аргон. Источник снабжен экраном, который соединен электрически с заземленным анодом и служит для экранирования открытых частей потенциального катода от внешнего пространства. Такое решение позволяет исключить возникновение катодных пятен, что существенно улучшает стабильность разряда и позволяет исключить загрязнение внешних объектов макрочастицами материала катода. В конструкции источника используются опорные кольца, которые также служат токоприемниками.

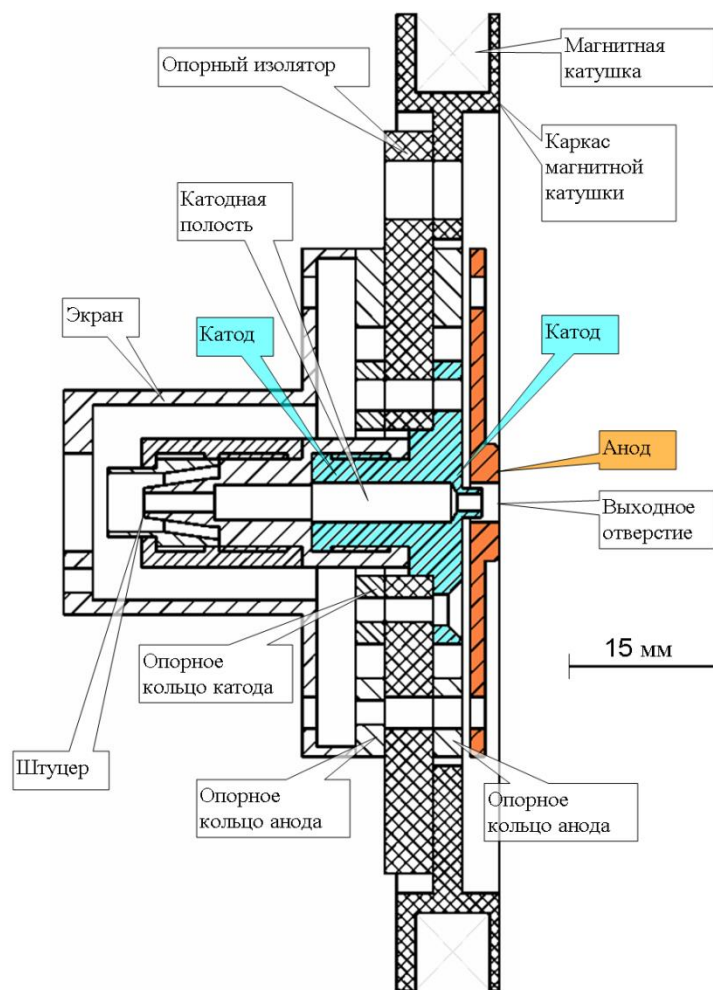


Рисунок 5.6. – Конструкция источника плазменной струи.

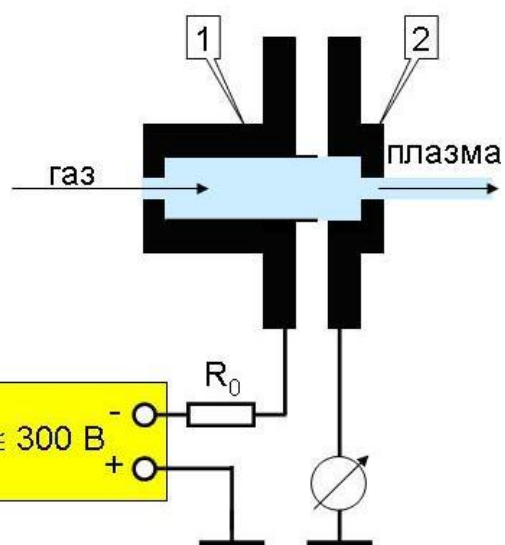


Рисунок 5.7. – Функциональная схема источника плазмы на основе тлеющего разряда. 1 – катод, 2 – анод.

Источник плазмы снаружи оснащен магнитной катушкой. Катушка содержит 220 витков медного провода ПЭЛ-0.5 (индуктивность катушки 6,4 мГн, активное сопротивление 5,4 Ом). Катушка питается от отдельного источника тока. Применение такой катушки препятствует расхождению плазменной струи, что полезно для проведения экспериментов с несколькими контрольными промежутками в едином вакуумном цикле.

## **5.2 Результаты экспериментальных исследований и их обсуждение**

### **5.2.1 Вероятность вторичного дугообразования в промежутке с неизолированными электродами**

Методика физического эксперимента основывается на проверке корреляции между первичным событием и инициированием вторичной дуги. Для измерения вероятности вторичного дугообразования задавались параметры: сорт газа, давление газа, расстояние между промежутками первичной дуги и контрольным промежутком. Для каждой комбинации параметров в первичном промежутке зажигалось последовательно 1000 импульсных дуг и в цепи катода вторичной дуги регистрировались осциллограммы тока в промежутке, наличие которых интерпретировалось как акт горения вторичной дуги, если амплитудное значение тока было много больше порогового тока дуги. Процесс дугообразования в промежутках контролировался также визуально.

Измерения проводились в остаточной атмосфере воздуха или аргона, давление которой изменялось от атмосферного до уровня вакуума  $10^{-4}$  Па с шагом, равным декаде.

Вторичное дугообразование в настоящих экспериментах не было зарегистрировано при давлении газа в экспериментальной камере на уровне 1000 Па и выше, независимо от сорта газа. При таких давлениях газа также не регистрировался ток в цепи зонда. Это указывает на то, что ультрафиолетовой подсветки от первичной дуги в этом эксперименте было



недостаточно для дугообразования, и плазменное окружение является единственным фактором, способным приводить к вторичной дуге.

Вероятность вторичного дугообразования в условиях вакуума (давление газа в камере ниже 0,1 Па) была ненулевой, но при этом малой настолько, что серии из 1000 импульсов первичной дуги было недостаточно для достоверной регистрации дугообразования [109].

Вероятность вторичной дуги в атмосфере аргона низкого давления достигала 100% при давлении порядка 100 Па (рисунок 5.8) и не зависела при этом от расстояния  $L$ . Столь высокая вероятность вторичной дуги и отсутствие зависимости вероятности дуги от  $L$  указывает на зажигание тлеющего разряда в объеме камеры перед зажиганием вторичной дуги. На зажигание тлеющего разряда в объеме указывало также наблюдение объемного свечения в камере.

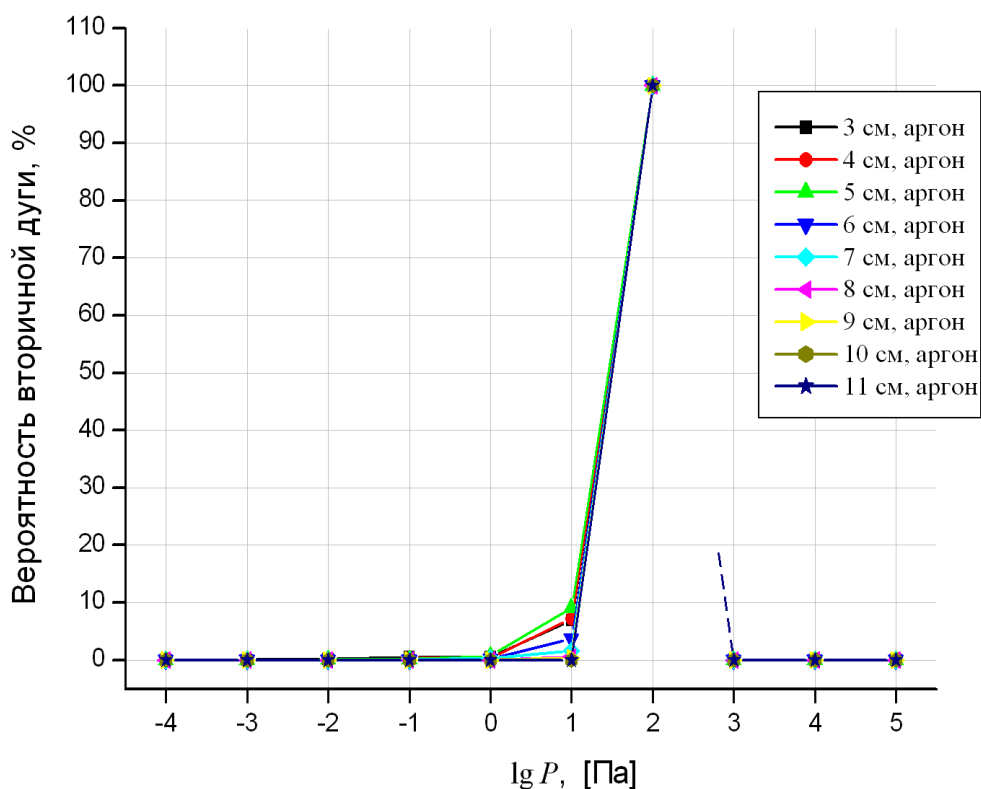


Рисунок 5.8. – Зависимость вероятности вторичного дугообразования в аргоне от давления остаточной атмосферы.

Вероятность вторичной дуги в воздухе низкого давления имеет тенденцию, подобную экспериментам в аргоне, но в условиях настоящего эксперимента не достигает 100% и зависит от расстояния  $L$  (рисунок 5.9). Также следует отметить, что объёмное свечение газа в этом эксперименте носило локальный характер, и без применения скоростной регистрации изображений разряда промежутка не представлялось возможным определить временную последовательность свечения объёма вокруг разрядного промежутка и внутри разрядного промежутка.

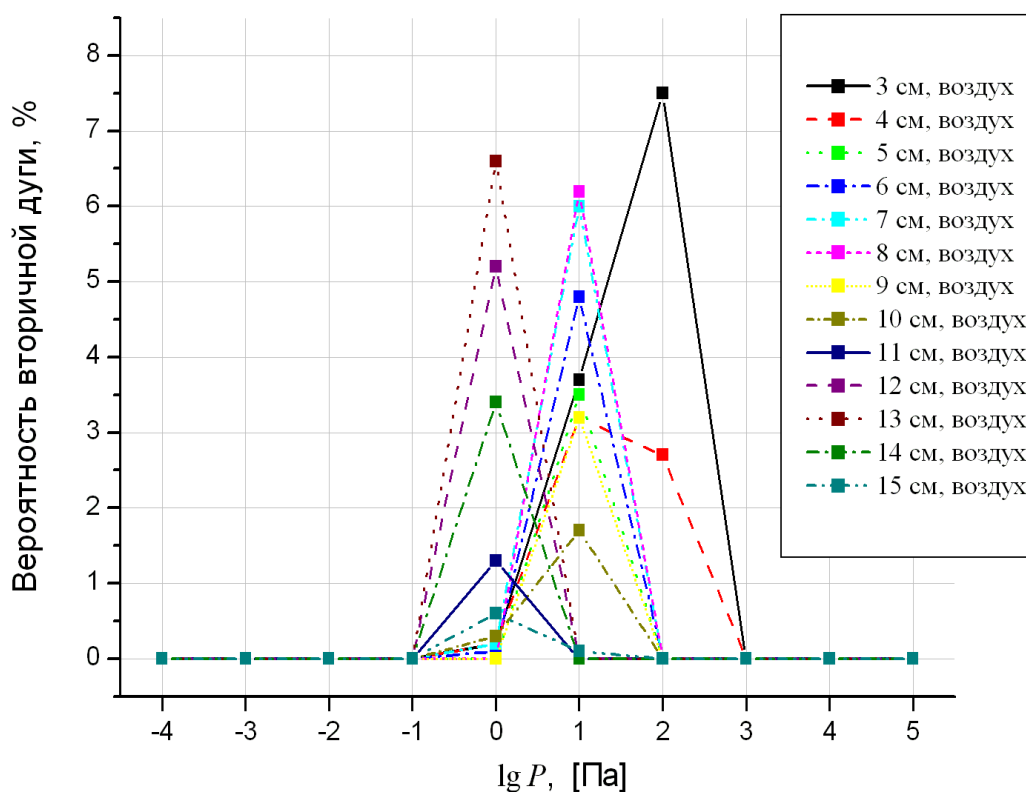


Рисунок 5.9. – Зависимость вероятности вторичного дугообразования в воздухе от давления остаточной атмосферы.

При повышении напряжения инициирования разряда на первичном промежутке в остаточной атмосфере воздуха до 190 В (напряжение на контрольном промежутке оставалось равным 100 В), что ближе к напряжению минимума кривой Пашена, наблюдалось инициирование объемного разряда первичной дугой и это сказывалось на зависимости

вероятности инициирования вторичной дуги от расстояния  $L$  в виде роста вероятности по мере увеличения  $L$  после её спада (рисунок 5.10).

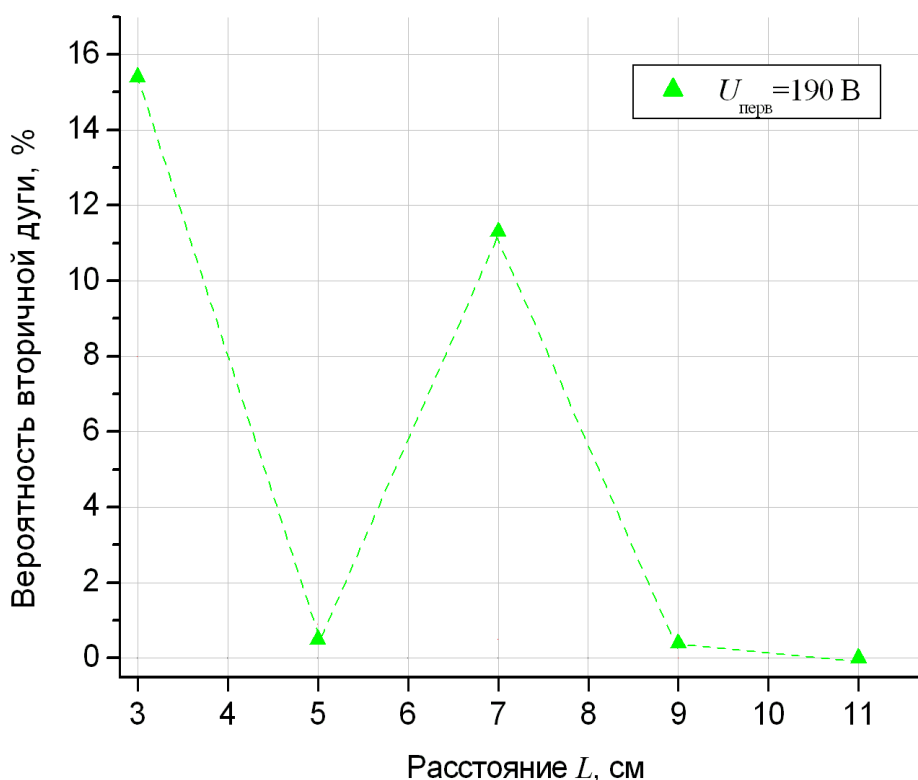


Рисунок 5.10. – Зависимость вероятности вторичного дугообразования от расстояния между первичным и вторичным разрядом в остаточной атмосфере воздуха при давлении 10 Па и повышенном напряжении инициирования первичного разряда.

Во всех экспериментах перед набором статистики зажигания вторичной дуги измерялась концентрация плазмы по электронному току в цепи зонда, расположенного за контрольным промежутком (рисунок 5.1), при этом оба электрода контрольного промежутка заземлялись. В настоящей работе использовался плоский зонд площадью  $5 \text{ мм}^2$ . При давлениях 10 Па и выше следует учитывать потерю энергии электронов в процессе диффузии на зонд. В [64] отмечается, что плотность тока в режиме сплошной среды уменьшается в  $(0,75R_0 + \lambda_e)/\lambda_e$  раз, где  $\lambda_e$  – длина свободного пробега электрона в среде,  $R_0$  – характерный размер зонда (в нашем случае можно принять равным 0,1 см). Соответственно, при одном и том же токе в цепи зонда вычисляемые значения концентрации в режиме сплошной среды должны

быть в  $(0,75R_0+\lambda_e)/\lambda_e$  раз выше значений. В свою очередь, длина свободного пробега в газе вычисляется [64] как

$$\lambda_e = \frac{(kT_e)^2}{\pi n_e e^4 \Lambda}, \quad (5.1)$$

где  $\Lambda$  – кулоновский логарифм, в нашем случае имеющий значение порядка 10.

Результат зондовых измерений в области испытываемого промежутка представлен на рисунке 5.11 для воздуха и на рисунке 5.12 для аргона. Рост измеряемой концентрации плазмы с ростом давления свидетельствует о том, что во всех измерениях при давлении 0,1 Па и выше вторичное дугообразование происходило в условиях горения несамостоятельного объёмного разряда, поддерживаемого источником первичной плазмы. Поскольку именно в этом диапазоне регистрировались вторичные дуги (рисунки 5.8 и 5.9), можно сделать вывод о том, что вторичная дуга в РЭА КА зажигается через стадию инициирования объёмного разряда.

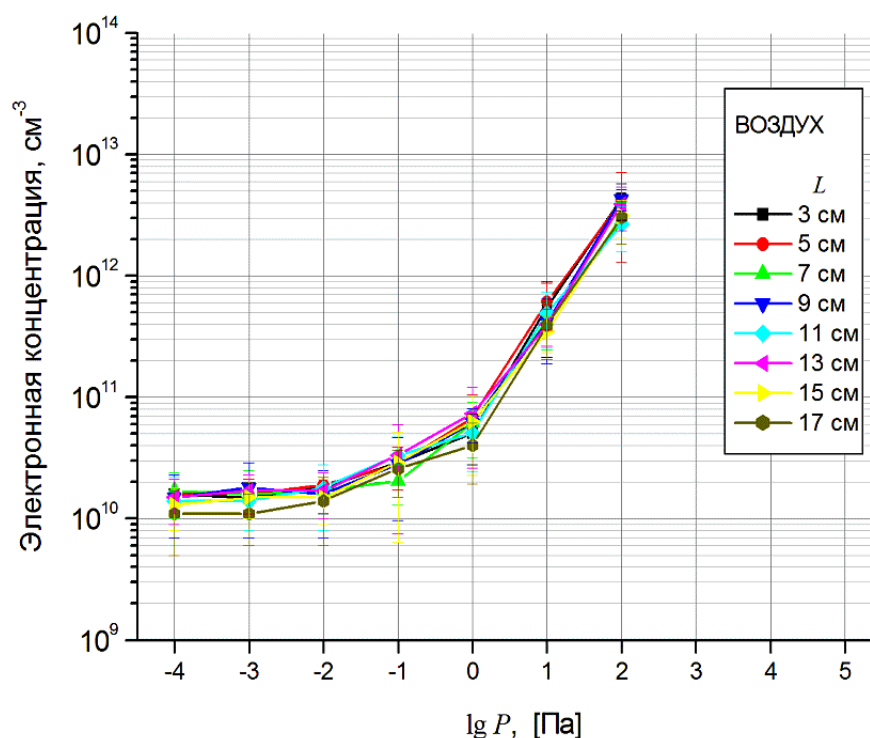


Рисунок 5.11. – Зависимости электронных концентраций от давления воздуха для разных расстояний  $L$ .

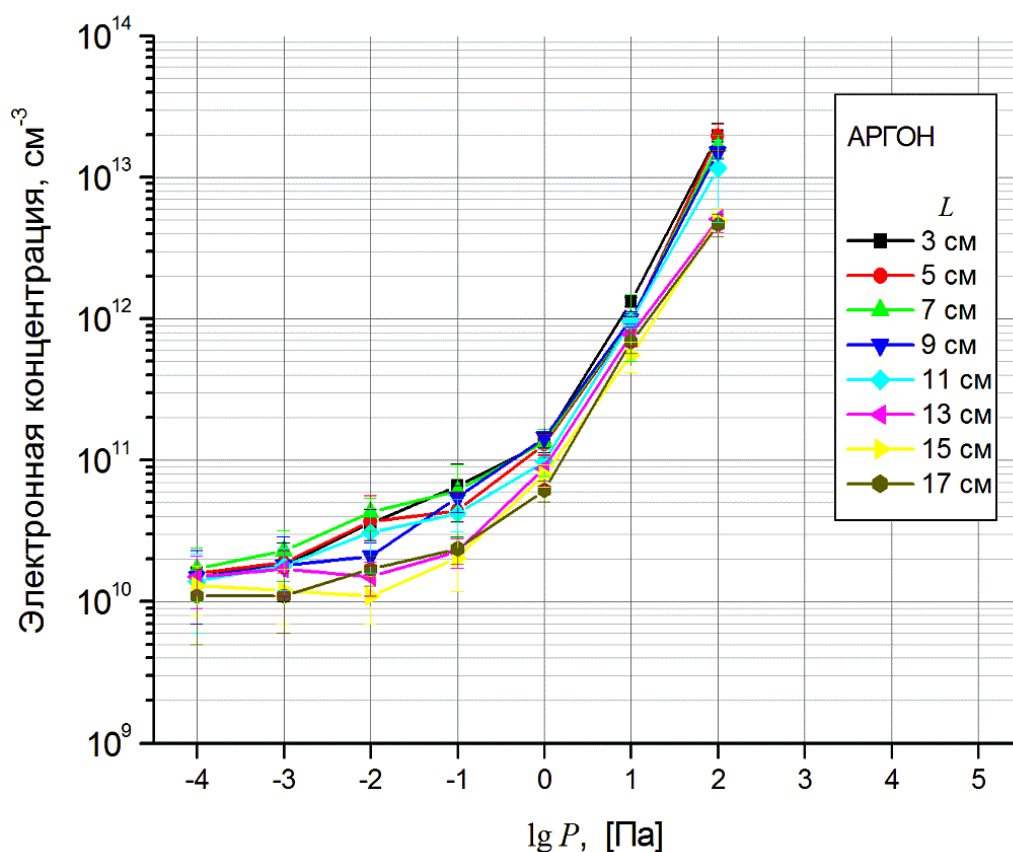


Рисунок 5.12. – Зависимости электронных концентраций от давления аргона для разных расстояний  $L$ .

### 5.2.2 Вероятность вторичного дугообразования в промежутке с катодом, покрытым диэлектрическим

При напряжении порядка 100 В на промежутке с электродами, покрытыми защитным диэлектрическим покрытием с электрической прочностью, значительно превышающей уровень напряжения 100 В, вторичное дугообразование невозможно за исключением ситуации, когда диэлектрическое покрытие содержит дефекты нарушения сплошности покрытия.

Задача инициирования вторичного разряда в условиях плазменного окружения моделировалась численно [113] в среде COMSOL MultiPhysics для двумерной аксиально-симметричной модели с программным пакетом DC Glow Discharge (тлеющий разряд с постоянным током), который оперирует

дрейфово-диффузионными уравнениями для плотности электронов и средней энергии электронов. Модельная геометрия представлена на рисунке 5.13.

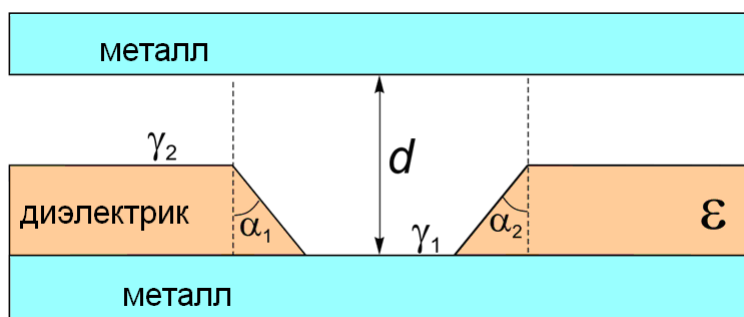


Рисунок 5.13. – Конфигурация разрядного промежутка для численного моделирования инициирования разряда на дефекте сплошности диэлектрического покрытия.

Коэффициент вторичной эмиссии на поверхности диэлектрика в моделировании полагался равным  $\gamma_2 = 0,5$ . Уровень начальной предыонизации разрядного промежутка варьировался в диапазоне  $10^2 \div 10^6 \text{ см}^{-3}$ . Но моделирование показало, что уровень начальной ионизации (в этом диапазоне) влияет только на время развития разрядных процессов, но не влияет на сам факт зажигания или не зажигания самостоятельного разряда. Вариации в моделировании подвергся лишь один параметр разрядной геометрии – радиус отверстия в диэлектрическом покрытии, т. е.  $R = 0,1, 0,2, 0,3$  и  $0,4$  мм. При этом давление остаточной атмосферы (аргона) бралось соответствующим минимуму кривой Пашена.

Результаты моделирования показали, что для инициирования вторичного разряда при напряжении 110 В диаметр дефекта должен быть не менее 0,6 мм, 120 В – не менее 0,4 мм, 150 В – не менее 0,2 мм.

Для экспериментальной проверки критерия размера дефекта сплошности диэлектрического покрытия на медной поверхности, покрытой слоем диэлектрика (лак) толщиной порядка 10 мкм, с использованием импульсного газоразрядного лазера были выполнены отверстия в покрытии, обнажающие медную подложку. На рисунке 5.14 приведены изображения и профили модельных дефектов.

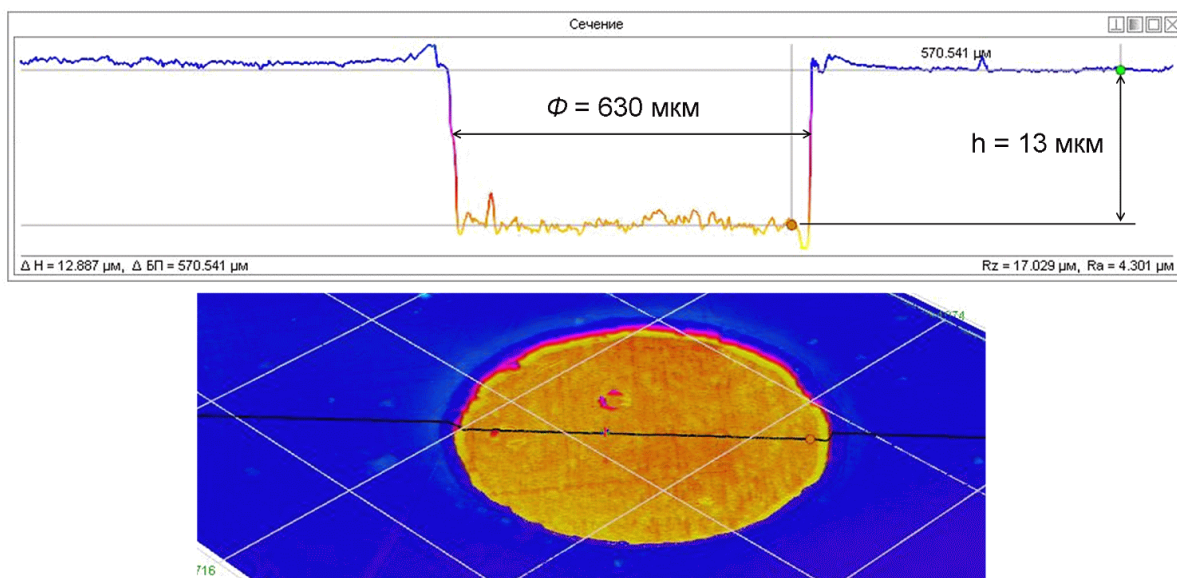
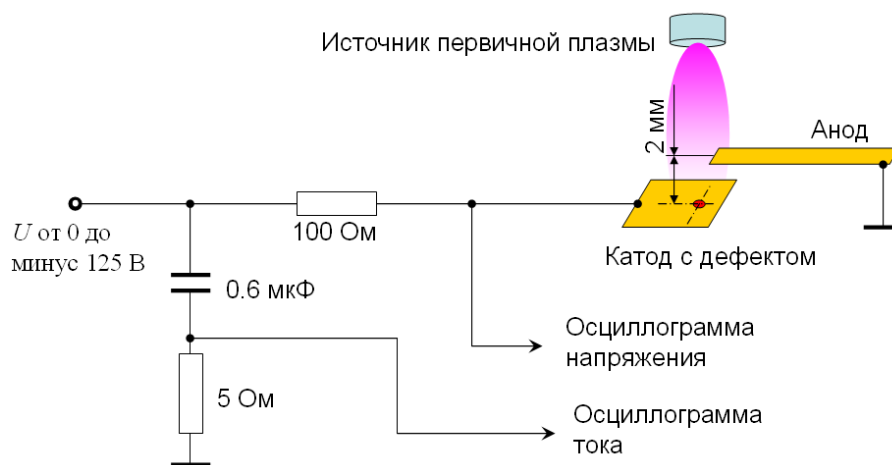


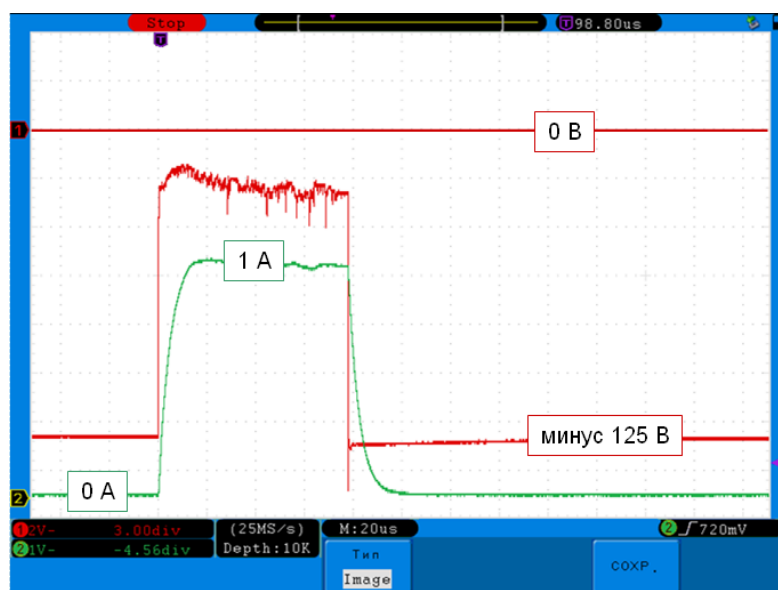
Рисунок 5.14. – Геометрия модельного дефекта, сечение (вверху) и вид в изометрической проекции (внизу). Сечение показано черной линией на нижнем рисунке.

Всего на плате было выполнено 5 отверстия диаметрами 630, 520, 310, 220, и 120 мкм. Разный размер дефектов необходим для выявления зависимости напряжения инициирования дуги от размера дефекта и нахождения критического размера дефекта, при котором инициируется вторичная дуга в промежутке.

Для проверки вышеописанных критериев была проведена серия экспериментов. Схема измерений представлена на рисунке 5.15(а). Эксперименты проводились в атмосфере аргона низкого давления уровня 100 Па. В качестве источника первичной плазмы использовался источник плазменной струи с полым катодом. После включения источника плазмы на промежутке с дефектом на катоде медленно повышалось напряжение, пока не происходил пробой с протеканием тока разряда, ограниченного первеансом промежутка и резистором 100 Ом. Осциллограммы тока и напряжения, для случая инициирования вторичного разряда в промежутке, приведены на рисунке 5.15(б).



(а)



(б)

Рисунок 5.15. – Схема эксперимента по проверке критерия минимального размера дефекта, ответственного за инициирование дуги и осциллограммы тока и напряжения при инициировании дуги.

Результаты экспериментальных исследований сравнивались с расчетом динамики разрядного процесса, выполненного в [113].

Результаты сравнения данных эксперимента с данными теоретического анализа критерия инициирования вторичного разряда при наличии дефекта сплошности диэлектрического покрытия на аноде приведены на рисунке 5.16.



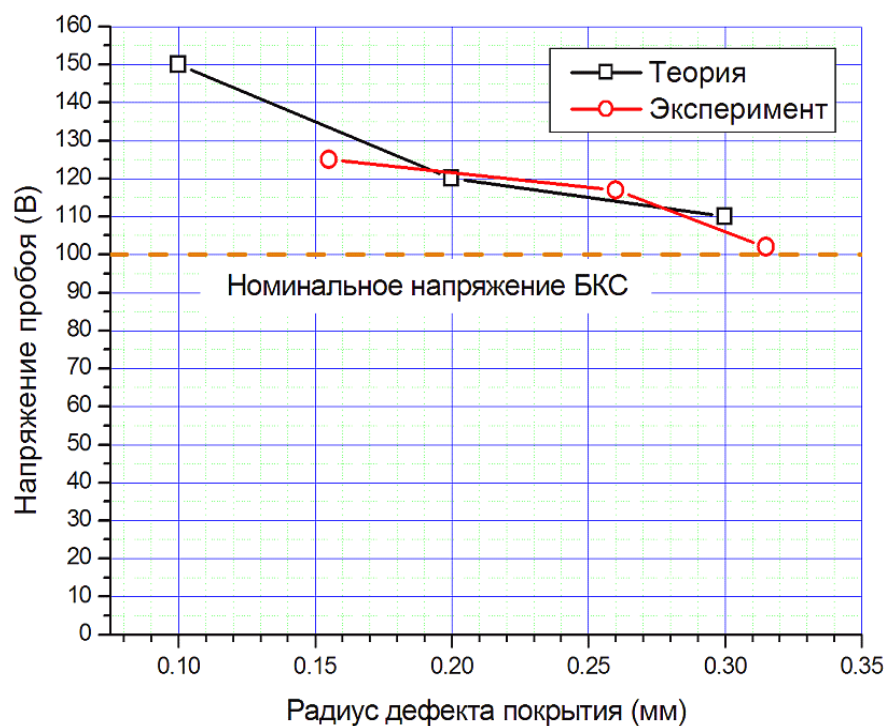


Рисунок 5.16. – Зависимость напряжения инициирования вторичной дуги от радиуса дефекта в диэлектрическом покрытии на катоде. Данные теоретических исследований взяты из [113].

В результате сравнения результатов теоретического моделирования и экспериментальной проверки получено согласие по критерию размера дефекта защитного диэлектрического покрытия, представляющего риск вторичного дугообразования. Для напряжения 100 В дефект порогового размера имеет радиус 300 мкм. Но с учетом возможных перенапряжений при переходных процессах в DC-DC преобразователях, используемых в системах электропитания КА, пороговым размером следует полагать дефект, характерный полный размер которого составляет 200 мкм.

### 5.3 Выводы к Главе 5

1. Разработан и реализован метод, позволяющий оценить вероятность инициирования вторичного дугового разряда в промежутке, имитирующем условия электрической изоляции в РЭА КА, при наличии плазмы, образованной в результате акта горения первичной дуги. Показано, что при

напряжениях 100 В вероятность пробоя вторичного промежутка достигает 100% при использовании аргона в качестве рабочего газа. Установлено, что причиной инициирования вторичной дуги является плазма первичной дуги, но процесс инициирования вторичной дуги происходит через стадию зажигания объёмного разряда.

2. Разработаны и испытаны источники плазмы, позволяющие имитировать плазму первичного дугового разряда.

3. Проведены экспериментальные исследования инициирования вторичной дуги при наличии дефекта сплошности изоляционного покрытия электрода при напряжениях ниже минимума кривой Пашена в условиях окружения промежутка плазмой, образованной первичной дугой. Найдено, что критический размер дефекта, способного приводить к образованию дуги, зависит от напряжения на контрольном промежутке. Эффективный размер дефекта, который может быть предложен в качестве критерия риска вторичного дугообразования в системах электропитания РЭА КА, составляет 200 мкм.

## Заключение

Диссертационная работа посвящена исследованию физических процессов сильноточной вакуумной дуги при переходе тока дуги через ноль в вакуумных дугогасительных камерах среднего класса напряжений (до 35 кВ), а также разработке методов диагностики параметров плазменной среды и состояния электродов контактной группы при выключении сильных токов промышленной частоты (50 Гц). Также в работе проведены экспериментальные исследования по вторичному инициированию электрической дуги в промежутке, заполненном плазмой первичного разряда и газом низкого давления, и выработан критерий нарушения электрической изоляции в таких промежутках при уровне напряжений 100 В. В процессе выполнения работ были получены следующие результаты:

1. Разработана методика, позволяющая восстановить динамику катодного слоя после перехода тока сильноточной вакуумной дуги через ноль в условиях эскалации напряжения на разрядном промежутке. Найдено, что средняя скорость расширения катодного слоя по порядку величины равна  $10^5$  см/с, что соответствует скорости Бома. Установлено, что скорость расширения слоя увеличивается с увеличением темпа роста ПВН и уменьшается с увеличением тока разряда.
2. С использованием одиночного и двойного зондов Ленгмюра измерена температура электронов в течение времени горения сильноточной вакуумной дуги и восстановлена концентрация плазмы после обрыва дуги в вакуумной дугогасительной камере. Найдено, что температура электронов составляет величину порядка 3 эВ и не зависит от тока разряда и момента измерения. Концентрация плазмы вблизи перехода тока дуги через ноль составляет величину менее  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>.
3. Разработан и реализован метод измерения температуры поверхности контактов вакуумной дугогасительной камеры после обрыва сильноточной дуги. Показано, что в отсутствии внешнего магнитного

поля температура анода растет линейно с увеличением тока разряда. При наложении внешнего магнитного поля общая температура поверхности анода уменьшается.

4. В сильноточной вакуумной дуге зарегистрирован анодный факел с яркосветящейся оболочкой. Механизм появления светящейся оболочки анодного факела объясняется формированием ионизационно-рекомбинационного фронта при столкновении катодной плазмы с потоком испаренного материала анода.
5. Установлено, что существует оптимальное время горения сильноточной вакуумной дуги, лежащее в диапазоне от 1 до 7 мс, в пределах которого прерывание дуги не приводит к пробоем контактного промежутка в условиях роста переходного восстанавливающегося напряжения.
6. В режиме резкого снижения тока вакуумной дуги в процессе перераспределения токов обнаружен не наблюдавшийся ранее режим горения дуги при напряжениях порядка первого потенциала ионизации атомов металлов, входящих в состав материала электродов. Данный режим представляет большой практический интерес при шунтировании сильных токов [114,115]
7. Разработан и реализован метод, позволяющий оценить вероятность инициирования вторичного дугового разряда в изолирующем промежутке при напряжениях уровня 100 В в условиях воздействия на промежуток продуктов горения слаботочного первичного разряда. Проведены экспериментальные исследования инициирования вторичной дуги при наличии дефекта сплошности изоляционного покрытия электрода при напряжениях ниже минимума кривой Пашена. Найдено, что дефект сплошности покрытия электродов размером 200 мкм и более способен приводить к образованию вторичного дугового разряда при напряжениях уровня 100 В в условиях окружения промежутка плазмой первичного разряда.

Достоверность полученных результатов настоящей работы подтверждается систематическим характером исследований, совпадением экспериментальных результатов и теоретических оценок и сравнением полученных результатов с данными других работ.

Материалы диссертационной работы опубликованы в научных статьях [37,48,77,79,80,100,109] и в трудах международных конференций [46,73,74,78,101-103,108,110].

Результаты работы докладывались и обсуждались на XXIV (Braunschweig, Germany, 2010), XXV (Tomsk, Russia, 2012), XXVI (Mumbai, India, 2014) и XXVII (Suzhou, China, 2016) Международных симпозиумах по разрядам и электрической изоляции в вакууме и на XIX Международной научно-практической конференции посвященной, 55-летию Сибирского государственного аэрокосмического университета имени академика М.Ф. Решетнева (Красноярск, 2015) «Решетневские чтения»

Работы, представленные в диссертации, выполнены автором работы совместно с соавторами, фамилии которых указаны в опубликованных по теме диссертации работах.

Работы, представленные в главе 2 (первое защищаемое положение), поддержаны Министерством образования и науки Российской Федерации, государственный контракт № 14.740.11.0317 от 17.09.2010 на выполнение НИР «Развитие диагностического комплекса на базе НОЦ «Сильноточная электроника» в ИСЭ СО РАН и проведение исследований по диагностике плазмы дуги в вакуумных сетевых выключателях и плазмы лазерной абляции жидкометаллической мишени в лазерно-плазменных двигателях малых космических аппаратов», 2010-2012 гг.

Работы, представленные в главе 3 (второе защищаемое положение), поддержаны Сибирским отделением Российской академии наук, проект П.12.2.1 «Импульсные и стационарные разряды в газах высокого и низкого давления и применения таких разрядов» в рамках Программы

фундаментальных научных исследований СО РАН «Физика низкотемпературной газоразрядной плазмы», 2010-2012 гг.

Работы, представленные в главе 4 (третье защищаемое положение), поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований, проект 11-08-98054-р\_сибирь\_a «Исследование процессов в сильноточной вакуумной дуге в условиях её шунтирования полупроводниковым ключом», 2011-2012 гг.

Работы, представленные в главе 5 (четвертое защищаемое положение), поддержаны Министерством образования и науки Российской Федерации, проект прикладных научных исследований RFMEFI60714X0008 «Разработка методов комплексной диагностики бортовой аппаратуры космических аппаратов на устойчивость к дугообразованию, 2014-2016 гг.

Автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю к.ф.-м.н. А.В. Батракову, сотрудникам лаборатории вакуумной электроники ИСЭ СО РАН к.ф.-м.н. С.А. Попову, д.т.н. В.А. Лавриновичу и к.ф.-м.н. Е.Л. Дубровской за содействие при написании диссертационной работы и плодотворные научные дискуссии, всему коллективу лаборатории вакуумной электроники ИСЭ СО РАН за поддержку и интерес к работе.

## Литература

- [1] Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга / Г.А. Месяц.– М.: Наука, 2000. – 424 с.
- [2] Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги / И.Г. Кесаев. – М.: Наука, 1968, 244 с.
- [3] Лафферти Дж. Вакуумные дуги. Теория и приложения / Дж. Лафферти. – М.: Мир, 1982. – 432 с., ил.
- [4] Voxman R.L. Handbook of vacuum arc science and technology; fundamentals and applications / R.L. Voxman, D.M. Sanders and P.J. Martin. - Park Ridge: Noyes, 1995.
- [5] Slade P.G. The Vacuum Interrupter. Theory, Design, and Application / P.G. Slade -NY: CRC Press, 2008, ch. 2.
- [6] Eschholz O.H. Vacuum circuit breaker / O.H. Eschholz - US Patent No. US1819154 A, H01J17/24, H01H33/662, H01J41/12, applied 22.08.1928, published 18.08.1931.- 4p.
- [7] Garrett H.B. Guide to Mitigating Spacecraft Charging Effects / H.B. Garrett and A.C. Whittlesey - California Institute of Technology, 2011.- 242 p.
- [8] Сливков И.Н.. Электроизоляция и разряд в вакууме / И.Н. Сливков - М: Атомиздат, 1972.- 304 с.
- [9] High Voltage vacuum Insulation. Basic Concepts and Technological Practice / Ed. By R. Latham.- NY: Academic Press, 1995.- 568 p.
- [10] Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия / Г.А. Месяц - М.: Издательство физ.- мат. литературы.- 2011.- 280 с.
- [11] Сокольская И.Л. Изучение явлений, предшествующих разрушению вольфрамовых эмиттеров импульсами автоэлектронного тока большой плотности / И.Л. Сокольская, Г.Н. Фурсей // Радиотехника и электроника. т.7, № 9, 1962, сс. 1474-1484.

[12] Проскуровский Д.И. Эмиссионная электроника. Учеб. Пособие для ВУЗов / Д.И. Проскуровский – 2-е изд., испр. и доп. – Томск: Томский государственный университет, 2010. – 288 с.

[13] Batrakov A.V. A Simple Criterion of the Vacuum Breakdown Threshold / A.V. Batrakov // XXVII ISDEIV, 2016, Suzhou, China, pp. 76-78.

[14] Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. - Научное издание. - 3-е изд., испр. и доп. - Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2009. - 736 с.

[15] Школьник С.М. Физические процессы в вакуумной дугогасительной камере и ее отключающая способность / С.М. Школьник // В мире ТЭЛ, выпуск №2, 2008, сс. 46-52.

[16] Slade P. Second edition. Electrical contacts: Principles and Applications. The arc and interruption / P. Slade. - NY: CRC Press, 2014, 1268 p.

[17] Miller H.C. Vacuum Arc Anode Phenomena / H.C. Miller // IEEE Trans. on Plasma Sci., 1983. – Vol. PS-11. – No 5. – pp. 76-89.

[18] Miller H.C. Discharge Modes at the Anode of a Vacuum Arc / H.C. Miller // IEEE Trans. on Plasma Sci., 1983. – Vol. PS-11. – No 3. – pp. 122-126.

[19] Сливков И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме / И.Н. Сливков. - М.: Энергоиздат, 1986.- 254с.

[20] Barengolts S.A. Ignition and Sustainment of the Explosive Electron Emission Cyclic Pulses – Ectons by Plasma–Surface Interaction / S.A. Barengolts, G.A. Mesyats, M.M. Tsventoukh // XXV ISDEIV, 2012, Tomsk, Russia, pp. 376-379.

[21] Anders A. Ion charge state distributions of vacuum arc plasmas: The origin of species / A. Anders // Physical Review, vol.55, pp. 969-981, 1997.

[22] Slattery J.C. High-Voltage Breakdown initiated by particle impact / J.C. Slattery, J.E. Friichtenicht, D.O. Hansen // Appl. Phys. Letter., vol. 7, No 1, 1965, pp. 23-25.

[23] Отчет о прикладных научных исследованиях «Разработка методов комплексной диагностики бортовой аппаратуры космических



аппаратов на устойчивость к дугообразованию» // [Электронный ресурс], 2014, доступ:

[http://www.hcei.tsc.ru/images/contracts/14607210008\\_phase1\\_otch\\_PNI.pdf](http://www.hcei.tsc.ru/images/contracts/14607210008_phase1_otch_PNI.pdf)

[24] Juttner B. Cathode Spots / B. Juttner, V.F. Puchkarev, E. Hantzsche, I. Beiliis. - Handbook of Vacuum Arc Science and Technology, R.L. Boxman, P. Martin, D. Sandersrs (editors), Noyes Publications ( Park Ridge, NJ) 1995, с. 73 – 281.

[25] Juttner B. Cathode spots of electric arc/ B. Juttner // Journal of Physics D: Applied Physics. Vol. 24. pp. 103-123, 2001.

[26] Juttner B. Properties of Arc Cathode Spots / B. Juttner // Journal de Physique IV, 1997, 07 (C4), pp.C4- 31-C4-45.

[27] Anders A. The fractal nature of vacuum arc cathode spots / A. Anders // IEEE Trans. on Plasma Sci., October 2005. – Vol. 33.– pp. 1456-1464.

[28] Раховский В.И. Физические основы коммутации электронного тока в вакууме / В.И. Раховский. - М.: Наука, 1970. – 536 с.

[29] Бугаев С.П. Взрывная эмиссия электронов / С.П. Бугаев, Е.А. Литвинов, Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский // УФН. 1975. Т. 115. с. 101-120.

[30] Месяц Г.А. Импульсный электрический разряд в вакууме / Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский. - Новосибирск: Наука, 1984. – 256 с.

[31] Anders A. Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation / A. Anders. -Springer Science + Business Media, LLC. 2008. 540 p.

[32] Дубровская Е.Л. Испарение капель катодного материала в плазме вакуумно-дугового отражательного разряда : Дис. канд. физ. – мат. наук 05.27.02 // Дубровская Елена Леонидовна. Томск. 2012. 136 с.

[33] Зимин А.М.. Динамика катодных пятен на поверхности бериллия в дуговом вакуумном разряде / А.М. Зимин, В.А. Иванов, Б. Юттнер. // Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерный синтез, 2001, вып. 2, с. 44 – 50.

[34] Kimblin C. Vacuum arc ion currents and electrode phenomena / С. Kimblin // Proc. IEEE. vol. 59, no. 4, 1971, pp. 546-555

[35] Д.Ф. Алферов. Физико-технические основы создания вакуумных электрических аппаратов для коммутации импульсных и постоянных токов. :Дис. док. тех. наук: 05.09.01. / Алферов Дмитрий Федорович. - Москва. 2010. 297 с.

[36] Андерс А. Определение удельной ионной эрозии катода вакуумной дуги на основе измерения полного ионного тока из разрядной плазмы / А. Андерс, Е.М. Окс, Г.Ю. Юшков, К.П. Савкин, Я. Браун, А.Г. Николаев // ЖТФ. 2006. Т. 76, вып. 10. с. 57-61.

[37] Schneider A.V. Diagnostics of the Cathode Sheath Expansion after Current Zero in a Vacuum Circuit Breaker / A.V. Schneider, S.A. Popov, A.V. Batrakov, G. Sandolache, and S. W. Rowe // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 39, no 6, pp. 1349-1353, June 2011.

[38] Yushkov G. Ion velocities in vacuum arc plasmas / G. Yushkov, A. Anders, E Oks, I. Brown // Journal of Physics D: Applied Physics. Vol. 88. pp. 5618-5622, 2000.

[39] Шнайдер А.В. Зондовый метод диагностики катодного слоя после нуля тока вакуумной дуги / А.В. Шнайдер, С.А. Попов, А.В. Батраков // Известия ВУЗов. Физика, 2013. Т. 56. № 7-2. С. 373-378.

[40] Rusteberg C. On the ion energy distribution of high current arcs in vacuum / C. Rusteberg, M. Lindmayer, B. Juttner, H. Pursch // IEEE Trans. on Plasma Sci., December 1995. – Vol. 23.– pp. 909-914.

[41] Miller H.G. A Review of Anode Phenomena in Vacuum Arcs / H.G. Miller // Contrib. Plasma. Phys. – 1989. Vol. 29. No 3. pp. 223-249.

[42] Sondolache G. Vacuum Breakdown between Molten Metal Electrodes / G. Sondolache and S. Rowe // XXII ISDEIV, 2006, Matsue.

[43] Taylor G.I. The Stability of a Horizontal Fluid Interface in a Vertical Electric Field / G.I. Taylor, A.D. McEwan // J. Fluid Mech., Vol. 22, Part 1, 1-15, 1965.

[44] Rowe S.W. The Intrinsic Limits of Vacuum Interruption / S.W. Rowe // XXIII ISDEIV, 2008, Bucharest.

[45] Mitchell G.R. High current vacuum arcs – an experimental study/theoretical outline / G.R. Mitchell // Proc. IEE, vol. 177, 1970, pp. 2315-2327.

[46] Batrakov A. Observation of an Anode Spot Shell at the High-Current Vacuum Arc / A. Batrakov, A. Schneider, S. Rowe, G. Sandolache, A. Markov, and L. Zjulkova // XXIV ISDEIV, 2010, Braunschweig, Germany, pp. 351–354.

[47] Matsui Y. Vacuum Arc Phenomena under Various Axial Magnetic Field and Anode Melting / Y. Matsui, A. Sano, H. Komatsu, H. Satou, and H. Saito // XXIV ISDEIV, 2010, Braunschweig, Germany, pp. 324–327.

[48] Попов С.А. Анодный факел сильноточной вакуумной дуги / С.А. Попов, А.В. Шнайдер, А.В. Батраков, G. Sandolache, S. W. Rowe, А.Б. Марков, Л.А. Зюлькова // ЖТФ, 2012, Т.82, №7, С. 44-50.

[49] Gellert B. Melting of copper by an intense and pulsed heat source / B. Gellert and W. Egli // J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 21, 1988, pp. 1721–1726.

[50] Dullni E. Electrical and Pyrometric Measurements of the Decay of the Anode Temperature after Interruption of High-Current Vacuum Arcs and Comparison with Computations / E. Dullni, B. Gellert, and E. Schade // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 17, no. 5, October 1989, pp. 644-647.

[51] Watanabe K. The Anode Surface Temperature of CuCr Contacts at the Limit of Current Interruption / K. Watanabe, J. Sato, K. Kagenaga, H. Somei, M. Homma, E. Kaneko, and H. Takahashi // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 25, no. 4, August 1997, pp. 637–641.

[52] Schellekens H. Contact Temperature and Erosion in High-Current Diffuse Vacuum Arcs on Axial Magnetic Field Contacts / H. Schellekens, and M.B. Schulman // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 29, no. 3, June 2001, pp. 452–461.

[53] Schade E. The Characteristic Features of Recovery of the Breakdown Strength of Vacuum Switching Devices after Interruption of High Currents / E. Schade, E. Dullni // XIX ISDEIV – 2000 – Xi'an, pp. 367-374.

[54] Chulkov V.V. Investigation of the Voltage of Arc Ignition between Vacuum Interrupter Contacts / V.V. Chulkov, A.A. Pertsev // XVII ISDEIV – 1996 – Berkeley, pp. 21-23.

[55] Воздвиженский В.А. Анализ отключающей способности вакуумных дугогасительных камер с торцевыми контактами / В.А. Воздвиженский // Электричество.- 1977.- № 1.- с. 83-85.

[56] Белкин Г.С. К расчету отключающей способности вакуумных дугогасительных камер / Белкин Г.С., Данилов М.Е., Клешнин Н.И., Лукацкая И.А., Ромочкин Ю.Г. // Электричество. – 2001. - № 9. - с. 89-94.

[57] Reece M.P. Vacuum Switch. Part 2. Extinction of an a.c. vacuum arc / M.P. Reece // Proc. Of the IEE – 1963 – Vol. 110, No 4.

[58] Sondolache G. Dielectric Strength of the Metal Vapour / G. Sondolache, S. Rowe, S-S. Ciobanu, D. Hong. // XXIII ISDEIV, 2008, Bucharest.

[59] Пико Ф. Отключение электрического тока в вакууме / Ф. Пико // Техническая коллекция Schneider Electric.- 2008.- №15.- с. 4-31.

[60] Andrews J.G. Sheath Growth in a Low Pressure Plasma / J.G. Andrews and R.H. Valey // the Physics of Fluids, Vol. 14, No 2, Feb. 1971, pp. 339-343.

[61] Holmes R. Post Arc Current Mechanism in Vacuum Interrupters / R. Holmes and S. Yanabu // J. Phys. D: Appl. Phys. 6, 1973, pp.1217-1231.

[62] Childs S.E. / S.E. Childs and A.N. Greenwood // IEEE Trans. Plasma Sci. PS-8, 1982, p.289.

[63] Lanen E.P.A. Current- Zero Characteristics of a Vacuum Circuit Breaker at Short-Circuit Current Interruption / E.P.A. van Lanen, R.P.P. Smeets, M. Popov, L. van der Sluis // XXII ISDEIV, 2006, Matsue.

[64] Козлов О.В.. Электрический зонд в плазме. // О.В. Козлов - Москва.:Атомиздат, 1969.

[65] Kaumanns J. Measurements and Modeling in the Current Zero Region of Vacuum Circuit Breakers for High Current Interruption / J. Kaumanns // IEEE Trans. Pl. Sci., vol.25, no 4, pp. 632-636, August 1997.

[66] Child C. D. Discharge from hot CaO / C. D. Child // Phys. Rev. (Series I), vol. 32, no. 5, May 1911, pp. 492–511.

[67] Garrigues L. Two Dimensional Model of the Sheath Expansion in the Post-Arc Phase of a Vacuum Circuit Breaker / L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, T.W. Kim, J.P. Boeuf, and S.W. Rowe // XXVII ICPIG, 2005, Netherlands, Topic 17.

[68] Sarrailh P. Plasma Decay Modeling during the Post-Arc Phase of a Vacuum Circuit Breaker / P.Sarrailh, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.-P. Boeuf, G. Sandolache, and S.W. Rowe // XXIII ISDEIV, 2008, Bucharest.

[69] Sarrailh P. Expanding Sheath in a Bounded Plasma in the Context of the Post-Arc Phase of a Vacuum Arc / P. Sarrailh, L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, G. Sandolache, S. Rowe, B. Jusselin, and J. P. Boeuf // J. Phys. D, Appl. Phys., vol. 41, no. 1, p. 015 203, Jan. 2008.

[70] Steinke K. Post-Arc Currents of Vacuum Interrupters with Axial Magnetic Field Contacts under High Current and Voltage Stress / K. Steinke, M. Lindmayer, K.-D. Weltmann // XIX ISDEIV, 2000, Xi'an, China.

[71] Arai K. Probe measurement of residual plasma of a magnetically confined high-current vacuum arc / K. Arai, S. Takahashi, O. Morimiya, and Y. Niwa // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 31, no. 5, pp. 929–933, Oct. 2003.

[72] Klajn A. Langmuir probes in switching vacuum arc measurements / A. Klajn // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 33, no. 5, pp. 1611–1617, Oct. 2005.

[73] Popov S. Experimental Investigation of the Sheath Dynamics in the Post-Arc Period / S. Popov, A. Schneider, A. Batrakov, S. Rowe, G. Sandolache // in Proc. XXIV ISDEIV, Braunschweig, Germany, 2010, pp. 403-406.

[74] Schneider A. Experimental Study of Sheath Dynamics after Current Zero of AMF-Stabilized Vacuum Arc / A. Schneider, S. Popov, H. Schellekens,

G. Sandolache, and A. Batrakov // in Proc. XXV ISDEIV, Tomsk, Russia, 2012, pp. 255-257.

[75] Duening G. Plasma Density Decay of Vacuum Discharges after Current Zero / G. Duening and M. Lindmayer // IEEE Trans. Plasma Science, 1999, vol. 27, No. 4, pp. 923–929.

[76] Garrigues L. Two Dimensional Model of the Sheath Expansion in the Post-Arc Phase of a Vacuum Circuit Breaker / L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, T.W. Kim, J.P. Boeuf, and S.W. Rowe // XXVIIth ICPIG, Eindhoven, the Netherlands, 18-22 July, 2005.

[77] Schneider A.V. Anode Temperature and Plasma Sheath Dynamics of High Current Vacuum Arc After Current Zero / A.V. Schneider, S.A. Popov, A.V. Batrakov, G. Sandolache, and H. Schellekens // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 41, no 8, pp. 2022-2028, August 2013.

[78] Schneider A. Measurements of Anode Temperature around Current Zero Following Interruption of High Currents / A. Schneider // in Proc. XXV ISDEIV, Tomsk, Russia, 2012, pp. 177-180.

[79] Batrakov A.V. Observation of the Plasma Plume at the Anode of High-Current Vacuum Arcs / A.V. Batrakov, S.A. Popov, A.V. Schneider, G. Sandolache, and S. W. Rowe // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 39, no 6, pp. 1291-1295, June 2011.

[80] Schneider A. Ionization-Recombination Front in High-Current Vacuum Arc / A. Schneider, S. Popov, G. Sandolache, A. Batrakov, and S. Rowe // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 39, no 11, pp. 2844-2845, Nov. 2011.

[81] Бабичев А.П. Физические величины: справочник. // А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.; Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.

[82] Methling R. Comparison of Methods of Electrode Temperature Determination in High-Current Vacuum Arcs / R. Methling, St. Franke, S. Gortschakov, M. Abplanalp, R.-P. Sutterlin, T. Delachaux, and K.O. Mensel // XXVII ISDEIV, 2016, Suzhou, China, pp. 275-278.

[83] Jenkins J.E. Measurement of the neutral density decay following the extinction of a high-current vacuum arc between copper electrodes / J.E. Jenkins, J.C. Sherman, R. Webster, and R. Holmes // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 8, 1975, pp. 139-143.

[84] Donen T. Temperature Measurement and Arc Rotation Observation of Spiral-type Contact / T. Donen, J. Abe, M. Tsukima, Y. Takai, S. Miki, S. Ochi // XXVII ISDEIV, 2016, Suzhou, China, pp. 255-258.

[85] J. Janiszewski, Z. Zalucki // *Czechoslovak J. Phys.*- 1996.- vol. 46.- No. 10.- pp. 961-971.

[86] Janiszewski J. Photographic study of discharge development and high-current arc modes in vacuum / J. Janiszewski, Z. Zalucki // *Proc. 17th Int. Symp. Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*. 1996. Berkley, USA.- p. 220-225.

[87] Rich J.A. Anode Phenomena in Metal-Vapor Arcs at High Currents / J.A. Rich, L.E. Prescott, J.D. Cobine // *J. Appl. Phys.*, vol. 42, No. 2, pp. 587–601, 1971.

[88] Gidalevich E. Shock front formation at vacuum arc anodes / E. Gidalevich, S. Goldsmith, and R. L. Boxman // *J. Appl. Phys.*, vol. 92, No. 9, pp. 4891–4896, 2002.

[89] Bracewell R. N. *The Fourier Transform and Its Applications* // R. N. Bracewell - McGraw-Hill, New York, 2000.

[90] Batrakov A. Refraction and Absorption Shadow Imaging of the Vacuum Arc Cathode Spot at an Atomic Resonance Line of Cathode Vapours / A. Batrakov, B. Jüttner, S. Popov, D. Proskurovsky, and N. Vogel // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 33(5), 1465 (2005).

[91] Khakpour A. Video Spectroscopy of Vacuum Arcs During Transition Between Different High-Current Anode Modes / A. Khakpour, S. Gortschakow, D. Uhrlandt, R. Methling, S. Franke, S. Popov, A. Batrakov, and K.-D. Weltmann // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 44, no 10, pp. 2462-2469, Oct. 2016.

[92] Huang X.H. Numerical simulation of HCVA with considering the micro process of anode vapor / X.H. Huang, L. Wang, X. Zhang, S. Jia, Z. Shi // XXVII ISDEIV, 2016, Suzhou, China, pp. 263-266.

[93] Smirnov B. M. Reference Data on Atomic Physics and Atomic Processes / B. M. Smirnov. - Berlin: Springer-Verlag, 2008, p. 81.

[94] Диаграммы состояния двойных металлических систем. Справочник по ред. Н.П. Лякишева, -М: Машиностроение, 1997, т. 2, стр. 112-114.

[95] Rotshtein V. Surface treatment of materials with low-energy, high-current electron beams / V. Rotshtein, Yu. Ivanov, A. Markov// Chapter 6 in book Materials surface processing by directed energy techniques, ed. by Y. Pauleau, Elsevier, 2006, pp. 205-240.

[96] Кукарцев А.Ю. Проблемы эксплуатации высоковольтных электродвигателей / А.Ю. Кукарцев, В.А. Лавринович // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики, 2010, №3-4/1, с. 147-153.

[97] Ачитаев А.А. Применение синхронной коммутации для ограничения коммутационных перенапряжений в электросетях / А.А. Ачитаев, Д.А. Павлюченко, Е.В. Прохоренко, Д.Е. Шевцов // Главный энергетик, 2014, №3, с. 42-49.

[98] Базавлук А.А. Перенапряжения при коммутации вакуумных выключателей / А.А. Базавлук, Л.И. Сарин, Г.Г. Михайловский, И.Е. Наумкин // Энергоэксперт, 2011, №2, с. 27-32.

[99] Шнайдер А.В. Исследование процессов перераспределения тока между вакуумной дугогасительной камерой и полупроводниковым ключом / А.В. Шнайдер, С.А. Попов, А.В. Батраков, В.А. Лавринович, В.А. Волостных // Известия ВУЗов. Физика, 2014. Т. 57. № 9-3. С. 267-272.

[100] Schneider A.V. High-Current Vacuum Arc Shynted by a Semiconductor Switch on Kiloampere Current Interruption / A.V. Schneider, S.A. Popov, A.V. Batrakov, V.A. Lavrinovich // IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 44, no 7, pp. 1235-1240, July 2016.



[101] Popov S.A. Study of Voltage Drop Dynamics for Vacuum Arc and Thyristor Connected in Parallel / S.A. Popov, A.V. Schneider, V.A. Lavrinovich, and A.V. Batrakov // in Proc. XXV ISDEIV, Tomsk, Russia, 2012, pp. 369-371.

[102] Popov S.A. Experimental Study of Dynamics of Current Redistribution at Parallel Connection of Vacuum Interrupter and Diode Assembly / S.A. Popov, A.V. Schneider, A.V. Batrakov, and V.A. Lavrinovich // in Proc. XXVI ISDEIV, Mumbai, India, 2014, pp. 501-503.

[103] Lavrinovich V.A. Experimental Investigation of Influence of a Contact Separation Time on the Breaking Capacity of a Vacuum Circuit Breaker / V.A. Lavrinovich, S.A. Popov, A.V. Schneider, and A.V. Batrakov // in Proc. XXVI ISDEIV, Mumbai, India, 2014, pp. 505-508.

[104] Kaumanns J. Influence of the Arcing Time on the Interruption Behaviour and Current Zero Conditions of Vacuum Circuit Breakers / J. Kaumanns // в Proc. XVIII ISDEIV, 1998, pp. 492-495.

[105] Hastings J. K. Electrical Arcing and Material Ignition Level / J. K. Hastings, J. C. Zuercher, E. Hetzmanseder // EATON Corp., Innovation Center, 4201 N. 27th Street, Milwaukee, WI 53216, USA, paper number 2004-01-1565.

[106] Schneider A. On Breaking Capacity of the CuCr25 Composite Material Produced with Electron-Beam Cladding / A. Schneider, S. Popov, V.G. Durakov, B.V. Dampilon, S.Z. Dehonova, A. Batrakov // in Proc. XXV ISDEIV, Tomsk, Russia, 2012, pp. 269-271.

[107] Kolechitskaya N.A. Some Features of the Choice of FACST Fault Current Limitation Devices / N.A. Kolechitskaya, N.S. Lazarev, R.A. Lytaev, M.V. Frolova // IX Symp. on Electrical Engineering 2030, rept. 1.13, Moscow region, Russia, May 29–31, 2007.

[108] Batrakov A.V. Development of the technique for spacecraft equipment examination on secondary arcing hazard / A.V. Batrakov, S.G.

Kochura, A.V. Mikov, S.A. Popov, A.V. Schneider, S.B. Suntsov // in Proc. XXVII ISDEIV, Suzhou, China, 2016, pp. 786-788.

[109] Батраков А.В. Физическое моделирование вторичного дугообразования в диапазоне давлений окружающей среды от атмосферного уровня до уровня вакуума / А.В. Батраков, Е.Л. Дубровская, К.В. Карлик, В.С. Ким, С.Г. Кочура, В.А. Лавринович, С.Б. Сунцов, А.В. Шнайдер // Известия ВУЗов. Физика, 2014. Т. 57. № 11. С. 7-11.

[110] Батраков А.В. Плазменный метод обнаружения дефектов изоляции в бортовой аппаратуре космических аппаратов / А.В. Батраков, С.А. Попов, Е.В. Нефедцев, Е.Л. Дубровская, А.В. Шнайдер // XIX Международная науч.-практич. конф. «Решетневские чтения». Красноярск 2015, сс. 272-274

[111] Anders A. / A. Anders, I. G. Brown, R.A. MacGill and M. R. Dickinson // J. Phys. D: Appl. Phys. vol. 31, pp. 584–587, 1998.

[112] Nikolaev A.G. / A.G. Nikolaev, E.M. Oks, and K.P. Savkin // Proc. 14th SYMPOSIUM ON HIGH CURRENT ELECTRONICS (14th SHCE) 10-15 sept 2006, Tomsk, Russia, pp. 67-69.

[113] Kozhevnikov V.Y. Design and diagnostics of arc-resistant electronics for satellite telecommunication systems / V.Y. Kozhevnikov , A.V. Kozyrev , N.S. Semeniuk , A.V. Batrakov , V.M. Karaban , D.S. Kosov // Proc. 18th Mediterranean Electrotechnical Conference MELECON 2016, Limassol, Cyprus, 2016 (DOI: 10.1109/MELCON.2016.7495441).

[114] Овсянников А.Г. Исследование перенапряжений при коммутации силовых шунтирующих реакторов / А.Г. Овсянников, О.Ю. Шиллер // Электро. – 2011. – № 2. – С. 11 – 14.

[115] Овсянников А.Г. Управляемое включение шунтирующих реакторов / А.Г. Овсянников, О.Ю. Шиллер // Электро. – 2012. – № 4. – С. 21 – 25.