Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет
Кафедра физической электроники

На правах рукописи

Дешко Кирилл Игоревич

КОММУТАЦИЯ ТОКА В МАЛОМОЩНОМ РАЗРЯДЕ С ПЛАЗМЕННОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

01.04.08 – Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к. ф.-м. н., доцент В.А. Черников

Москва, 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение ... 4
Глава 1. Обзор литературы и постановка задачи ... 9
§ 1.1. Специфика катодных процессов дугового разряда. Катодное пятно ... 9
§ 1.2. Разряды с плазменной инжекцией.
Современное состояние исследований и практических применений ... 14
§ 1.3. Постановка задачи и пути её решения ... 29
§ 1.4. Плазменные инжекторы ... 34
§ 1.5. Диагностика плазмы ... 39
§ 1.6. Выводы по главе ... 43
Глава 2. Экспериментальная установка. Система плазменной инжекции ... 44
§ 2.1. Планирование эксперимента ... 44
§ 2.2. Описание экспериментальной установки ... 46
§ 2.3. Магнитоплазменный компрессор и система его питания ... 48
§ 2.4. Определение скорости невозмущённой плазменной струи ... 51
§ 2.5. Оценка степени замагниченности плазмы ... 53
Глава 3. Взаимодействие плазменной струи и электродной системы ... 56
§ 3.1. Общие замечания ... 56
§ 3.2. Элементарная модель плазмы ... 58
§ 3.3. Конструкция зонда и контроль правильности его изготовления ... 59
§ 3.4. Численное моделирование градуировочных характеристик зонда ... 62
§ 3.5. Система питания зонда и регистрации зондового сигнала ... 64
§ 3.6. Методика обработки зондового сигнала и оценка погрешностей ... 67
§ 3.7. Результаты зондовой диагностики без процесса коммутации ... 71
§ 3.8. Совместное изучение процесса коммутации ... 77
§ 3.9. Результаты синхронной диагностики ... 80
§ 3.10. Выводы по главе ... 82
Глава 4. Детальное исследование процесса коммутации ... 83
§ 4.1. Общие замечания ... 83
§ 4.2. Описание экспериментальной установки ... 84
§ 4.3. Влияние величины коммутируемого напряжения ... 87
§ 4.4. Влияние величины коммутируемого тока ... 96
§ 4.5. Автографы разряда ... 98
§ 4.6. Влияние материала электродов ... 102
§ 4.7. Влияние параметров инжектируемой плазмы ... 106

Глава 5. Обсуждение результатов 109
§ 5.1. Механизмы эмиссии 109
§ 5.2. Развитие механизмов эмиссии 114
§ 5.3. Стимулированное гашение катодного пятна 122
§ 5.4. Перспективы дальнейших исследований и практических применений 124
Заключение 130
Список опубликованных работ автора по теме диссертации 132
Литература 134
Приложение А. Сведения об использованных материалах 142
Приложение Б. О вкладе тока смещения 144

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы и степень её разработанности

Различные формы газового разряда и протекающие в нём процессы активно изучаются в физике плазмы и широко применяются в технике.

Обширный класс газовых разрядов представлен электродными разрядами. В них ток протекает от одного электрода к другому через плазму. Плазма же, как правило, создаётся и поддерживается протекающим через разряд током.

Вместе с тем, наработка и поддержание плазмы может осуществляться не за счёт тока разряда, а под действием внешних факторов. В этом случае плазма создаётся сторонним источником (плазмотроном) и инжектируется в разрядный промежуток, либо же сразу создаётся в разрядном промежутке.

Такие разряды называют разрядами с плазменной инжекцией [1]; ясно, что все они относятся к несамостоятельным. Интерес к изучению этих разрядов обусловлен, в первую очередь, возможностями и перспективами их практического применения.

Изучение плазменно-инжекционных разрядов началось довольно давно. При этом основное внимание уделялось разрядам в области больших токов ($1…10^3$ кА) и напряжений ($10…10^3$ кВ). Это связано, в первую очередь, с решением задач импульсной электроники начиная с 60-70-х годов прошлого века – получением коротких и мощных импульсов напряжения и тока, генерацией интенсивных электронных пучков, СВЧ и рентгеновского излучения, переходом от емкостных накопителей энергии к индуктивным и т.п.

Существенно меньшее внимание уделялось области средних токов (десятки-сотни ампер) и средних напряжений (сотни вольт). Основные работы здесь посвящены вопросам технологической обработки материалов, например, модификации поверхности катода под действием микроплазменного разряда [2].

В области малых напряжений ($1…10^3$ В) и токов (0.1…10 А), т.е. в области малой мощности, исследовались униполярные дуговые разряды [3, 4]. Униполярные дуги возникают на поверхности проводника, внесённого в достаточно плотную и горячую плазму; потому интерес к разрядам такого рода был в первую очередь обусловлен проблемой выбора первой стенки в установках управляемого термоядерного синтеза [3]. Заметим, что униполярная дуга является вырожденным электродным разрядом, поскольку в плазму внесён лишь один электрод, а внешняя цепь отсутствует. Маломощный разряд с плазменной инжекцией, горящий в промежутке между двумя включёнными во внешнюю цепь электродами, оказался практически неисследованным.

Интерес же к изучению маломощных плазменно-инжекционных разрядов связан с тем, что многие элементарные процессы в разряде имеют именно такой масштаб по напряжению и

току. Так, например, типичный потенциал ионизации составляет порядка десятка вольт, работа выхода электрона из катода и типичная температура электронов в инжектируемой плазме – несколько электрон-вольт, пороговый ток ячейки катодного пятна - 0.1…10 А. Поэтому можно ожидать, что изучение плазменно-инжекционных разрядов в этой области позволит выявить ряд физических механизмов, лежащих в их основе.

Таким образом, представляется необходимым и актуальным расширить исследования плазменно-инжекционных разрядов на область малых напряжений и токов. В настоящей работе такие разряды для краткости названы маломощными.

Цели, методы и задачи исследования

Целью работы является исследование процесса коммутации тока в маломощном разряде с плазменной инжекцией.

Ясно, что за счёт внешней цепи к разрядному промежутку оказывается приложено некоторое напряжение. Инжекция плазмы приводит к снижению сопротивления промежутка и протеканию через него тока. Это уместно назвать коммутацией тока. Определяющее влияние на процесс коммутации оказывают, по всей видимости, параметры инжектированной плазмы и зависящие от них механизмы электронной эмиссии с катода.

Известно, что теоретическое исследование подобных процессов, в особенности – количественное, сопряжено со значительными трудностями [1, 5]. Ситуация ещё более осложняется весьма скудным объёмом экспериментальных результатов исследования маломощных плазменно-инжекционных разрядов. Поэтому достоверность теоретических исследований не может быть надёжно проверена.

В этих условиях экспериментальное исследование представляется наиболее оправданным. Оно и было проведено в настоящей работе. Основная информация о разрядных процессах была получена осциллографированием тока и падения напряжения на разряде. При этом синхронно определялись некоторые параметры инжектируемой плазмы (концентрация электронов и частота их столкновений с тяжёлыми частицами), что позволило установить их влияние на процессы эмиссии с катода. При необходимости использовались и вспомогательные методики – фотографирование и микроскопирование эрозионных следов на поверхности электродов, измерение интенсивности свечения плазмы в оптическом диапазоне, анализ химического состава напыления на электродах, а также численное моделирование параметров плазмы. Использование всех методов в совокупности позволило составить целостную качественную картину процесса коммутации тока.

Для достижения намеченной цели в работе были поставлены и решены следующие задачи:

1. Планирование и постановка эксперимента. Разработка экспериментальной установки, выбор системы плазменной инжекции и конструкции разрядного узла.
2. Разработка метода диагностики для измерения некоторых параметров инжектируемой плазмы (концентрации электронов и частоты их столкновений с тяжёлыми частицами). Ряд причин, рассмотренных в §1.5, затрудняет применение существующих методов и вынуждает к разработке оригинального метода.
3. Детальное исследование процесса коммутации и его зависимости от параметров инжектируемой плазмы, параметров внешней цепи, материала электродов разрядного промежутка.
4. Качественный анализ полученных результатов с целью прояснения механизмов, обеспечивающих коммутацию тока.

Положения, выносимые на защиту

1. Предложенный и реализованный в работе метод СВЧ диагностики позволяет измерять параметры плазмы (концентрации электронов и частоты их столкновений с тяжёлыми частицами) непосредственно в объёме разрядного промежутка в режиме реального времени с разрешением 1 мкс и широким (более 7 порядков по концентрации, более 4 порядков по частоте) динамическим диапазоном.
2. Торможение высокоскоростной (1…5 км/с) плазменной струи, создаваемой маломощным магнитоплазменным компрессором, на разрядном промежутке в виде полой преграды позволяет получить быстрое ($10^{12}\,см^{-3} \to 10^{16}\,см^{-3}$ за ≈ 1 мкс) нарастание и быстрый спад ($10^{16}\,см^{-3} \to 10^{13}\,см^{-3}$ за ≈ 1 мкс) концентрации электронов в плазме в объёме разрядного промежутка.
3. Вначале плазменной инжекции замыкание тока на катоде в маломощном плазменно-инжекционном разряде обеспечивается за счёт термоавтоэлектронной эмиссии из конденсирующихся на катоде металлических паров с высокой температурой кипения – продуктов эрозии электродов плазменного инжектора, а также фото- и потенциальной ион - электронной эмиссий. Совместное действие этих механизмов было названо комбинированной эмиссией. Такая эмиссия способна обеспечить высокую ($\gtrsim 20$ А/см^2) плотность тока; при этом ток диффузно привязан к поверхности интегрально-холодного катода.
4. Комбинированная эмиссия обладает неустойчивостью, успешное развитие которой приводит к зажиганию на катоде катодного пятна за наносекундное (1…50 нс) в результате локального взрывного разогрева и началу эмиссии из пятна. Необходимыми условиями для успешного развития такой неустойчивости являются: способность внешней цепи, питающей разряд, обеспечить ток выше порогового значения,

определяемого материалом катода, и достаточно высокая напряжённость поля у поверхности катода.

Научная новизна

Все результаты работы, представленные к защите, являются новыми. При этом

1. Предложен оригинальный метод СВЧ-зондирования импульсной плазмы, позволяющий измерять концентрацию электронов и частоту их соударений в широком динамическом диапазоне (свыше 7 порядков) и с временным разрешением менее 1 мкс.
2. Впервые реализован и экспериментально исследован маломощный разряд с инжекцией плазмы от маломощного магнитоплазменного компрессора и разрядным промежутком в виде полой преграды на пути плазменной струи. Это позволило получить быстрое ($10^{12} см^{-3} \to 10^{16} см^{-3}$ за ≈ 1 мкс) нарастание и быстрый спад ($10^{16} см^{-3} \to 10^{13} см^{-3}$ за ≈ 1 мкс) концентрации электронов в плазме в объёме разрядного промежутка.
3. Разработана методика экспериментального исследования маломощного разряда с плазменной инжекцией, позволившая определить влияние различных факторов (материала электродов, параметров внешней цепи, параметров инжектируемой плазмы) на разрядные процессы и исследовать их с достаточным временным разрешением.
4. На основе полученных экспериментальных результатов предложена качественная модель основных механизмов электронной эмиссии с катода, неустойчивостей этих эмиссий и условий развития указанных неустойчивостей.
5. Впервые показана перспективность практического применения маломощных разрядов с плазменной инжекцией для создания новых типов газоразрядных приборов.

Теоретическая и практическая значимость работы

Выявленные основные механизмы эмиссии, их неустойчивости и качественные условия развития таких неустойчивостей в маломощном разряде с плазменной инжекцией позволяют говорить о научной значимости работы.

Результаты выполненных исследований имеют также практическую ценность. В первую очередь, они открывают перспективу создания новых типов газоразрядных приборов на основе разряда с плазменной инжекцией или же совершенствования существующих типов приборов. Так, например, в работе показана возможность полностью управляемой (как по включению, так и по отключению) коммутации тока порядка десятка ампер при коммутируемом напряжении несколько сотен вольт. При этом включение тока обеспечивается за наносекундное время, а отключение – за субнаносекундное ($\lesssim 100$ пс). Это позволяет говорить о перспективе создания газоразрядных коммутаторов тока, превосходящего по ряду параметров современные, в том числе и полупроводниковые приборы. Кроме этого, в работе рассмотрены и другие

возможности практического применения полученных результатов – в частности, для технологической обработки материалов и создания новых типов термоэмиссионных катодов.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 6 статей в рецензируемых научных журналах. Основные результаты диссертации отражены в 4 статьях в журналах, индексируемых в Scopus, Web of Science, RSCI.

Апробация результатов

Результаты, представленные в настоящей работе, докладывались на научных семинарах кафедры физической электроники Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, на XLIV и XLV Международных конференциях по физике плазмы и УТС (Россия, г. Звенигород, февраль 2017 г. и апрель 2018 г.), Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы» (Россия, г. Казань, июнь 2017), Международных конференциях «Ломоносовские чтения» (Россия, г. Москва, апрель 2017 г. и апрель 2018 г.).

Личный вклад автора

Все изыскания, отражённые в настоящей диссертации, проведены автором лично и самостоятельно. Из научных работ, опубликованных в соавторстве, в настоящую диссертацию включены лишь материалы, полученные непосредственно автором.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, а также списка литературы и приложений. Общий объём работы составляет 141 страницу основного текста и 4 страницы приложений – всего 145 страниц, содержащих 83 рисунка, 2 таблицы и библиографию из 115 наименований.

ГЛАВА 1. Обзор литературы и постановка задачи

§1.1. Специфика катодных процессов дугового разряда. Катодное пятно

Среди всего многообразия процессов, имеющих место в дуговом разряде, основной интерес всегда вызывали катодные процессы – происходящие на катоде и его приграничном слое. Интерес этот был вызван, с одной стороны, определяющим влиянием катодных процессов на горение разряда, а с другой – значительной сложностью их изучения.

В настоящее время существует большое количество обзорных работ, посвящённых катодным процессам дуги [см., например, 6 - 11]. В этом же параграфе рассмотрены лишь некоторые вопросы, имеющие непосредственное отношение к данной работе.

Плазменный столб дугового разряда может быть по-разному привязан к поверхности катода: различают диффузную и контрагированную привязку (рис. 1.1.1). Диффузная привязка является, как правило, неустойчивой; получать и поддерживать её удаётся лишь на предварительно разогретых катодах из тугоплавких материалов (графит, вольфрам) [8]. В остальных же случаях имеет место контракция: катодная привязка стягивается в небольшую область, именуемую катодным пятном.

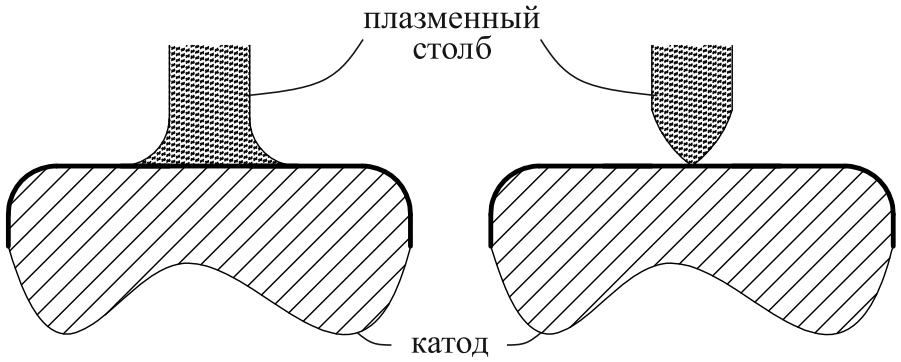


Рис 1.1.1. Диффузная (слева) и контрагированная (справа) привязки столба дуги к катоду.

Экстремальные значения плотности тока, температуры, яркости и иных величин, достигаемые в катодном пятне, долгое время препятствовали его экспериментальному изучению. Лишь в последнее время (~90 гг.) удалось провести вызывающие доверие измерения и оценки [7, 12].

Рассмотрение в настоящей главе специфики катодных процессов самостоятельной дуги связано с тем, что они во многом схожи с катодными процессами в плазменно-инжекционных разрядах. Этому в настоящее время получено достаточное количество свидетельств; обзор соответствующих работ будет дан в следующем параграфе.

Основной функцией катодных процессов является эмиссия электронов из катода в плазменный столб. Она обеспечивается различными механизмами, важнейшим из которых является [8] термоавтоэлектронная эмиссия. Прочие механизмы (фотоэмиссия, вторичные эмиссии и т.п.) присутствуют, но их вклад практически всегда незначителен. Конкретные механизмы термоавтоэмиссии, локального разогрева катода в области пятна и поддержания температуры, эрозии катодного материала и т.п. к настоящему времени окончательно не ясны и продолжают активно исследоваться. В частности, относительно недавние [12, 13] результаты свидетельствуют о значительной близости процессов в катодном пятне и взрывной электронной эмиссии.

Вместе с тем, в отношении катодных пятен имеется ряд достоверных, экспериментально установленных фактов.

Реализуемая в катодном пятне плотность эмиссионного тока может быть достигнута лишь при весьма высоких температурах. Даже если катод остаётся интегрально-холодным, в районе пятна он переходит в жидкую, газообразную и плазменную фазы. В результате на поверхности катода остаются характерные эрозионные следы, именуемые также автографами дуги [6]. Осмотр автографов (после погасания разряда) позволяет сделать вывод о контрагированной привязке столба дуги и функционировании катодного пятна, даже если во время горения разряда никаких наблюдений не производилось.

Детальное исследование катодного пятна различными экспериментальными методами позволило [6, 7] выявить его тонкую структуру. Так, было установлено, что пятно состоит из некоторого числа однотипных элементов (ячеек, фрагментов, пятнышек – разные авторы вводили разные термины).

Каждая ячейка обеспечивает свою долю эмиссионного тока. При этом для каждого материала катода существует своё значение порогового тока I_0. Ячейка функционирует при токе $I_0 \le I \le 2I_0$. Если питающая разряд внешняя цепь не может обеспечить ток выше порового, т.е. $I < I_0$, то происходит погасание ячейки. В случае же большого тока $I > 2I_0$ ячейка делится на две. Ясно, что дуговой разряд с катодным пятном может существовать лишь тогда, когда в пятне функционирует хотя бы одна ячейка. Поэтому пороговый ток ячейки является и пороговым током всего разряда.

Величина порогового тока определяется тепловыми механизмами в локальной области пятна. Существование минимального порогового тока объясняется тепловым балансом: приходящий из плазмы тепловой поток должен компенсировать уходящий в толщу катода. Величина же порового тока определяется теплопроводностью и температурой кипения материала катода и лежит в диапазоне от десятых долей до единиц ампер (рис. 1.1.2). Для

заданного материала величина порогового тока может быть существенно уменьшена, если уменьшен отвод тепла от поверхности в толщу катода - например, при использовании тонкоплёночных (~ 1 мкм) катодов [6]. Тепловые процессы в прикатодном слое, таким образом, играют первостепенную роль.

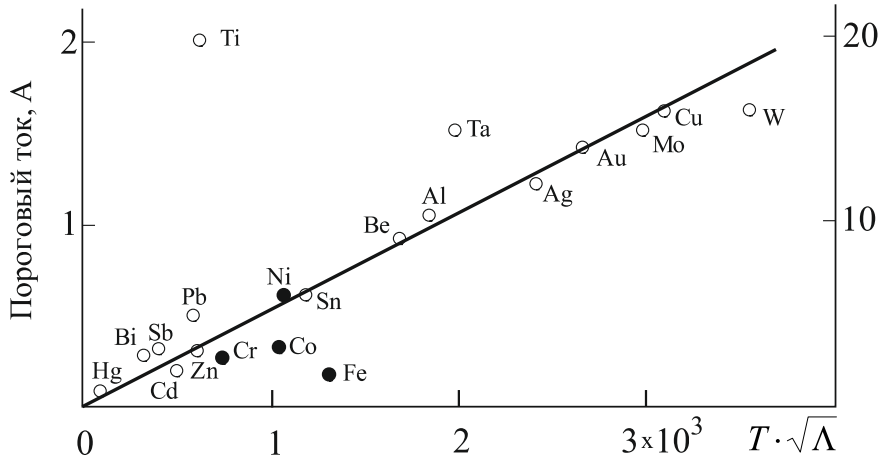


Рис. 1.1.2. Пороговый ток для некоторых металлов (о – по левой шкале, ● – по правой). Обозначения на оси абсцисс: T – температура кипения и Λ – теплопроводность соответствующего металла. Рисунок взят из [6].

Выделение тепла в прикатодном слое можно в первом приближении описать джоулевым механизмом; соответственно, выделяемая мощность пропорциональна току и прикатодному падению напряжения. Последнее, также как и пороговый ток, определяется материалом катода и составляет $U_d \approx 5...20\ B$. Прикатодное падение напряжения слабо зависит от величины тока; в простейшем случае его можно считать примерно равным первому потенциалу ионизации материала катода. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что самостоятельный дуговой разряд не может гореть при напряжении меньше нормального катодного падения [6].

Известным [14, 15] фактом является неустойчивость ячеек катодного пятна, проявляющаяся в их самопроизвольном погасании. Установлено, что погасание каждой ячейки можно рассматривать как случайный процесс. Неустойчивость ячеек приводит к неустойчивости всего пятна (если ячеек было мало и все они одновременно погасли). В этом случае происходит самопроизвольное погасание разряда. Наоборот, чем больше ток дуги, тем больше одновременно функционирующих ячеек и тем меньше вероятность, что все они одновременно погаснут – тем стабильнее разряд. Такая тенденция наблюдается независимо от материала катода (рис. 1.1.3).

Ясно, что погасание одной из ячеек пятна приводит к увеличению тока, протекающего через остальные: ток перераспределяется. Увеличение тока, в свою очередь, может привести к делению одной из ячеек на две. Таким образом, одна из ячеек пятна гаснет, а другая зажигается; на макроскопическом уровне этот процесс выглядит как движение пятна по поверхности катода. О таком движении свидетельствуют характерные автографы, наблюдаемые в большинстве экспериментов.

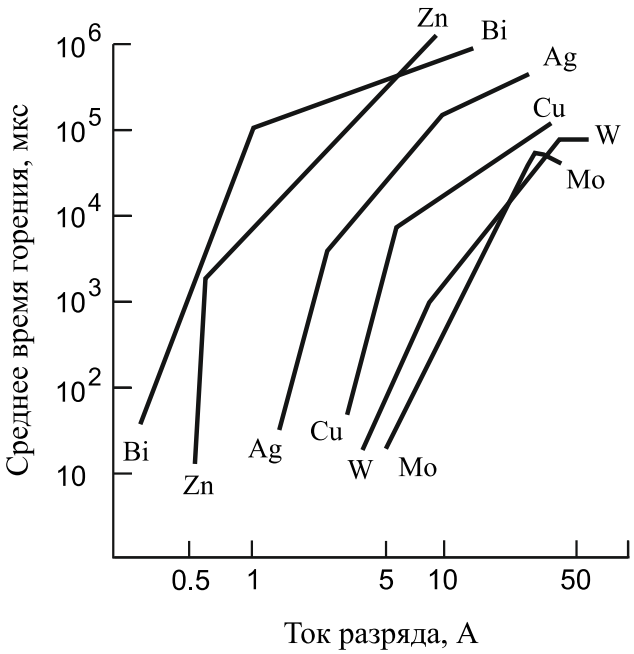


Рис. 1.1.3. Зависимость среднего времени горения (до самопроизвольного погасания) дуги от разрядного тока для разных материалов катода. Рисунок взят из [14].

В работах [15 - 17] было предложено одно из возможных объяснений причин миграции ячеек катодного пятна. Выполненные оценки плотности тока, достигаемой при термоэлектронной эмиссии, показали, что даже при весьма высоких температурах, характерных для катодного пятна, одного только термоэмиссионного механизма оказывается недостаточно для обеспечения требуемого тока. Поэтому термоэмиссия усиливается за счёт автоэмиссионных процессов.

Поверхность реальных катодов всегда неоднородна: на ней присутствует шероховатость, инородные включения, границы зёрен, абсорбированный газ и тому подобное. Указанные неоднородности приводят к локальному усилению электрического поля; их называют концентраторами напряжённости [5]. За счёт действия автоэмиссионного механизма концентраторы напряжённости являются энергетически наиболее выгодными местами функционирования ячеек катодного пятна [18]. Поскольку в области ячейки происходит сильная эрозия, соответствующий концентратор напряжённости разрушается; его типичный «срок службы» лежит в наносекундном диапазоне [19 - 21]. В этом случае ячейка либо гаснет, либо мигрирует по поверхности катода к следующей неоднородности.

По мере разрушения концентратора напряжённости уменьшается ток эмиссии, и, как следствие – выделение тепла в прикатодном плазменном слое. Как только тепла, подводимого от прикатодного слоя к ячейке, оказывается недостаточно для поддержания требуемой температуры, ячейка перестаёт функционировать. Снижение температуры приводит к дальнейшему снижению эмиссионной способности и уменьшению тока; уменьшение же тока ещё больше уменьшает локальное тепловыделение. Подобная положительная обратная связь обуславливает весьма малый временной масштаб элементарных процессов деления и гибели ячеек в пятне. По современным представлениям он лежит, по крайней мере, в субнаносекундном диапазоне [19].

Помимо рассмотренных локальных факторов, приводящих к устойчивости и неустойчивости ячеек пятна, существуют также факторы макроскопические. Они определяются, в первую очередь, плазменным столбом и внешней электрической цепью, в которую включён разряд.

Во многих ранних исследованиях ещё не был известен характерный (нано- и субнаносекундный) временной масштаб процессов в ячейках пятна. По этой причине цепи питания разряда не были рассчитаны на высокочастотные процессы, а при описании этих цепей авторы использовали квазистационарное приближение, т.е. описывали цепи в терминах сосредоточенных элементов [напр., 6].

В квазистационарном приближении схему замещения цепи питания разряда можно представить в виде последовательно соединённых источника ЭДС, балластного омического сопротивления и, возможно, индуктивности.

Погасание хотя бы одной ячейки катодного пятна в такой модели эквивалентно увеличению сопротивления прикатодного слоя. Увеличение сопротивления, в свою очередь, приводит к повышению падения напряжения на дуге – что, при неизменном токе, влечёт за собой увеличения тепловыделения в прикатодном слое. Наличие в цепи индуктивности ещё больше усиливает бросок напряжения на разряде. Описанный процесс представляет собой отрицательную обратную связь, приводящую к увеличению устойчивости дуги. Стабилизация дуги за счёт внешней цепи является одной из основных причин типичного «шума дуги», наблюдаемого на осциллограммах напряжения и тока разряда [20, 21].

Вместе с тем, в настоящей работе такое влияние внешней цепи представляется нежелательным, поскольку оно может маскировать важные разрядные процессы – так, например, процесс погасания пятна и причины, к этому приводящие. Потому квазистационарное приближение использовать уже нельзя; все элементы внешней цепи следует рассматривать как распределённые. Конструктивное же исполнение цепи питания разряда следует выбирать с учётом достаточной широкополосности.

§1.2. Разряды с плазменной инжекцией. Современное состояние исследований и практических применений

Разряды с плазменной инжекцией могут существовать в широком диапазоне условий. Поэтому удобно было бы эти разряды классифицировать по их параметрам. К таковым можно отнести, например, геометрию электродов, параметры плазмы (концентрации частиц и скорости их теплового и дрейфового движения), падение напряжения на разряде и разрядный ток. Последние две величины известны с достаточной точностью для практически всех описанных в литературе экспериментов, в отличие, например, от параметров плазмы. Поэтому напряжение и ток разряда представляются наиболее удобными для классификации.

Заметим прежде всего, что максимальное значение разрядного тока определяется внешней цепью, в которую включён разрядный промежуток. Внешнюю цепь в простейшем случае можно представить схемой замещения, например, в соответствии с рис. 1.2.1. Здесь ε – внешний источник ЭДС; R_L – мгновенное сопротивление нагрузки, R_{SG} - мгновенное сопротивление разрядного промежутка.

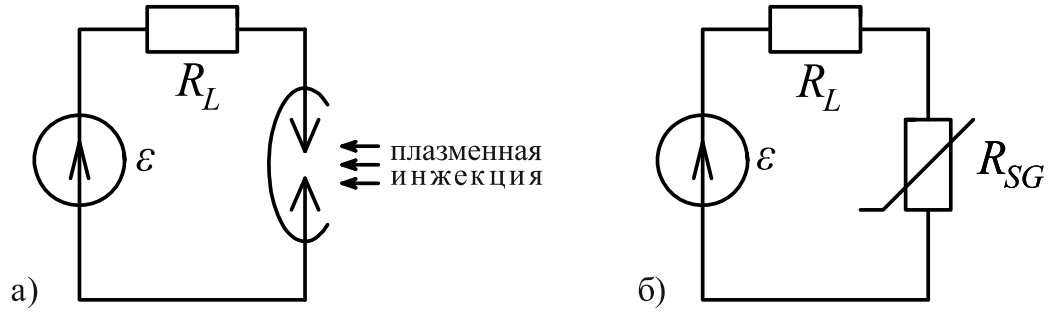


Рис. 1.2.1. Схемы замещения внешней цепи плазменно-инжекционного разряда (а) и всего контура (б).

Ясно, что предельный (максимальный) ток разряда ограничен сопротивлением нагрузки и величиной ЭДС: $I_{\max} = \varepsilon / R_L$. Практически интересен диапазон сопротивлений нагрузки от долей ома до сотен килом.

На диаграмме на рис. 1.2.2 отмечены основные характерные области, в которых исследовались разряды с плазменной инжекцией.

Область самых малых токов при напряжении от единиц вольт до киловольта характерна для ленгмюровских зондов (А) и ионизационных камер (В). В случае плазменных зондов ограничение по максимальному току вытекает из необходимости минимизировать возмущения исследуемой плазмы; в результате зонд выступает лишь в роли коллектора заряженных частиц.

В ионизационных камерах ток определяется ограниченным количеством носителей, образующихся под действием ионизирующего излучения. К настоящему времени эти области хорошо изучены и достаточно широко известны, и потому нет необходимости подробно рассматривать их в настоящем обзоре.

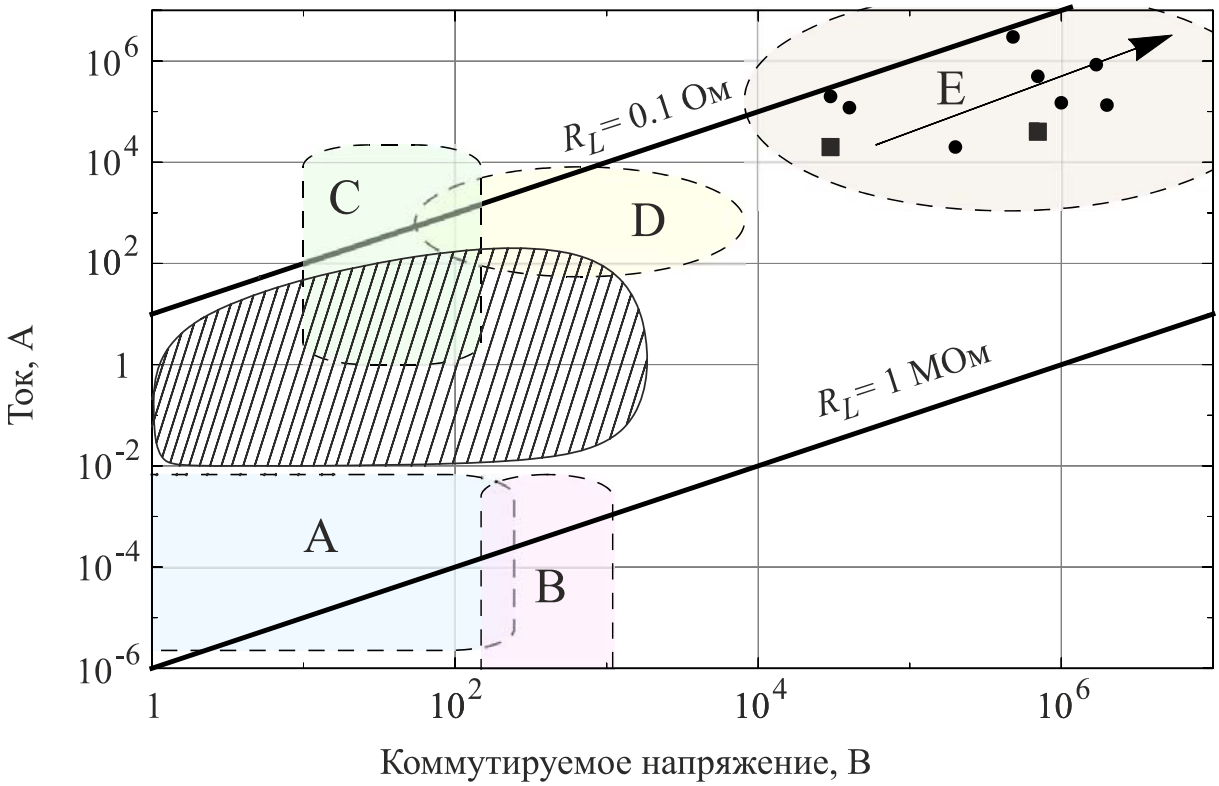


Рис. 1.2.2. Типичные токи и напряжения для разрядов с плазменной инжекцией. Заштрихована область, соответствующая маломощному плазменно-инжекционному разряду. Буквами обозначены: A – плазменные зонды, B – ионизационные камеры, C – униполярные дуги, D - установки для технологической обработки материалов, E – плазменные коммутаторы тока (точками отмечены достигнутые в экспериментах параметры: ● – при инжекции плазмы от плазмотрона, ■ - при наработке плазмы сразу в разрядном промежутке под действием электронного пучка; стрелкой показано направление развития – переход к бóльшим токам и напряжениям, т.е. повышение импульсной мощности).

Среди плазменно-инжекционных разрядов, горящих в области напряжений от единиц до тысяч вольт и от долей до сотен ампер, т.е. среди маломощных, исследовались униполярные дуги. Кратко рассмотрим основные процессы, лежащие в их основе.

Пусть в плазму внесено уединённое проводящее тело. В результате теплового движения на тело из плазмы возникают электронный и ионный токи. При этом в силу существенно меньшей массы носителей абсолютная величина электронного тока изначально будет превышать ионный. В результате тело будет постепенно приобретать отрицательный

относительно плазмы потенциал; ионный ток при этом будет возрастать, а электронный - падать. При полном равенстве электронного и ионного токов потенциал тела относительно плазмы станет равным так называемому плавающему потенциалу [3] $\varphi_{fl} = -\frac{T_e}{2}\ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) \approx 4T_e$, где m и T_e [эВ] - масса и температура электронов, M - масса ионов.

Напряжение между телом и плазмой, т.е. разница плавающего потенциала и потенциала плазмы, оказывается приложено к приэлектродному слою толщиной порядка радиуса Дебая. Если это напряжение превысит нормальное катодное падение – минимальное напряжение, при котором возможен самостоятельный дуговой разряд (см. § 1.1), то на поверхности тела может зажечься катодное пятно. Напряжение между телом и плазмой в этом случае снизится до нормального катодного падения, и на тело потечёт нескомпенсированный ионами электронный ток. Электроны, таким образом, приходят на поверхность тела из плазмы и возвращаются в неё же через катодное пятно, и потому такой ток был назван [4] циркулирующим. Тело же выступает по отношению к плазме в качестве катода.

Величина циркулирующего тока пропорциональна площади тела S и может быть [4] выражена как $I_{circ} = Sen_e\left(\frac{eT_e}{2\pi m}\right)^{1/2}\left[\exp\left(-\frac{U_d}{T_e}\right) - \exp\left(-\frac{\varphi_{fl}}{T_e}\right)\right]$, где n_e - концентрация электронов в плазме, e - элементарный заряд и U_d - нормальное катодное падение.

Вторым условием, необходимым для горения пятна, является превышение циркулирующим током порогового тока пятна.

Эти два условия, необходимые для горения униполярного разряда, были впервые сформулированы в [4]; в этой же работе описаны первые эксперименты, позволившие наблюдать униполярный разряд. В этих экспериментах плазма создавалась при помощи индуктивного ВЧ разряда (12 МГц, 3 кВт) в парах ртути при низком (10^{-6} Торр) давлении. ВЧ разряд поджигался в откачиваемой колбе, содержащей катод из жидкой ртути и твёрдый анод. После зажигания ВЧ разряда между катодом и анодом прикладывалось напряжение, что приводило к зажиганию классического дугового разряда в промежутке катод-анод. После этого напряжение снималось, однако на поверхности катода наблюдалось стабильное горение катодного пятна.

В работе [22] было выполнено более подробное исследование униполярного разряда; подтверждены условия, необходимые для его горения (достаточная температура электронов и площадь тела). Плазма создавалась импульсным индуктивным ВЧ разрядом (2…4 МГц, длительность импульса 400 мкс, мощность в импульсе до 140 кВт) в атмосфере водорода при давлении 10^{-2} Торр. Электрод, на котором зажигался униполярный разряд, размещался в

области, в которой поле ВЧ источника было мало и само по себе разряд поддерживать не могло. Для измерения концентрации электронов использовалась микроволновая (λ=2; 4 и 8 мм) интерферометрия и зондовая диагностика; электронная температура определялась при помощи зондовой диагностики и спектроскопически, по отношению интенсивности линии водорода H_β к интенсивности непрерывного спектра. Типичное значение концентрации составило $n_e \approx 5\times10^{13}\ см^{-3}$; электронная температура варьировалась в пределах 4…10 эВ. Горение униполярного разряда регистрировалось post factum по эрозионным следам на электроде. Варьирование материала электрода и параметров плазмы позволило полностью подтвердить условия горения униполярного разряда.

Вместе с тем, указанные условия являются необходимыми для горения униполярной дуги, однако они не являются достаточными для её зажигания. Действительно, для зажигания катодного пятна катод должен быть локально разогрет до достаточной температуры. По этой причине во многих экспериментальных работах зажигание пятна осуществлялось за счёт вспомогательного разряда [например, 22] между катодом и поджигающим электродом либо сфокусированного на катоде лазерного импульса [например, 23].

Весьма показательна в этом отношении работа [24], в которой униполярная дуга зажигалась без стороннего инициирования, однако лишь на «грязном» электроде и при значительном перенапряжении в прикатодном слое (вкладываемая в ВЧ разряд мощность превышала 2 МВт, а температура электронов достигала 20 эВ). По мере очистки поверхности электрода самостоятельное зажигание прекращалось. Этот результат свидетельствует о существенном влиянии состояния поверхности на процесс инициирования униполярной дуги.

Непосредственно приводящие к зажиганию дуги процессы оказались к настоящему времени практически неисследованными. В работе [23] выдвинуто предположение, что эти процессы эквивалентны процессам взрывной электронной эмиссии, приводящим к зажиганию вакуумных дуговых разрядов. Экспериментально показано, что горение униполярной дуги наиболее вероятно в местах микровыступов, загрязнений и прочих концентраторов напряжённости. Горение катодного пятна при этом рассматривается как непрерывная последовательность электровзрывов таких концентраторов в результате протекания через них значительного автоэмиссионного тока и, как следствие, разогрева их джоулевым теплом. Вместе с тем, в указанной работе процесс зажигания пятна остался неисследован, а само зажигание инициировалось сфокусированным на катод лазерным импульсом.

Вид эрозионных следов (автографов), оставляемых униполярной дугой на поверхности электрода, оказался схож во всех экспериментальных работах; эти следы также оказались эквивалентны следам после самостоятельного дугового разряда и взрывной электронной эмиссии. Об этом, в частности, свидетельствует рис. 1.2.3, на котором представлены несколько

микрофотографий автографов. Все они, как видно, состоят из множества однотипных перекрывающихся кратеров с характерным размером порядка нескольких микрон. Такая форма эрозионных следов является довольно убедительным свидетельством в пользу электровзрывного характера горения пятна.

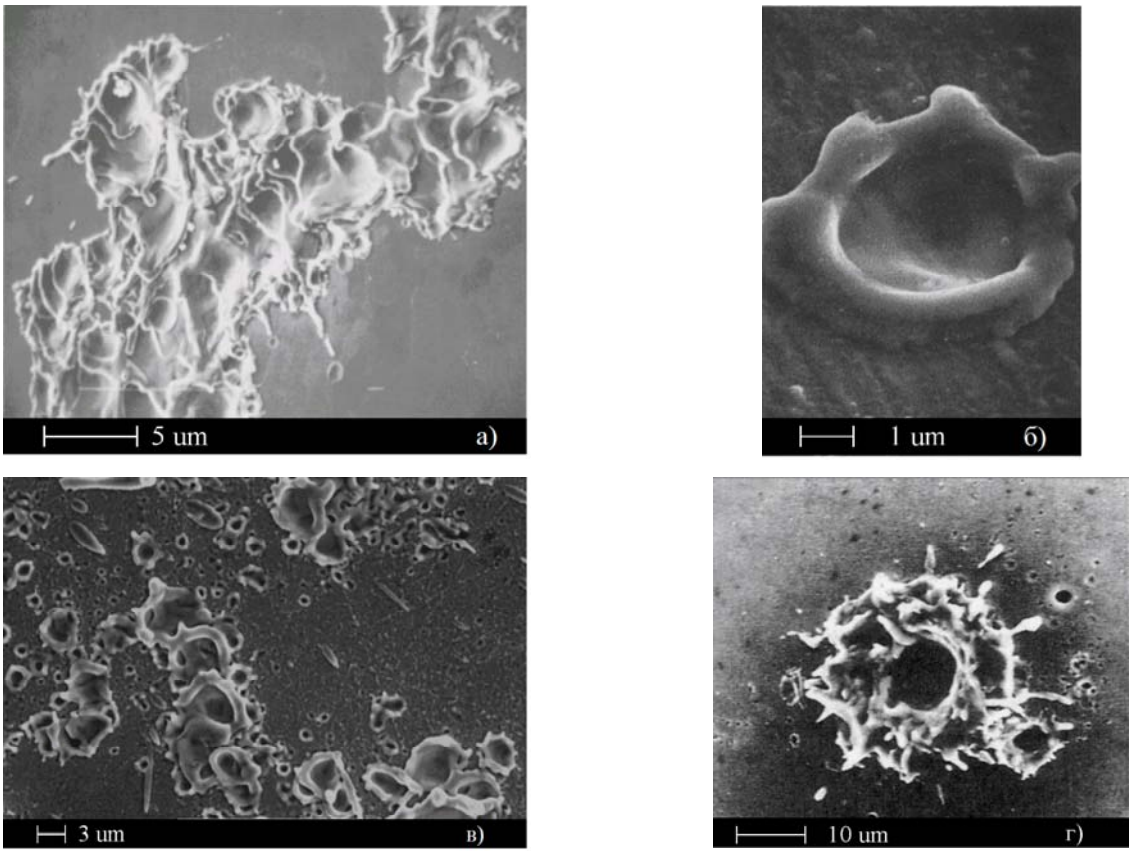


Рис. 1.2.3. Микрофотографии катодных кратеров после униполярных (а, б), дуговых (в) разрядов и взрывной электронной эмиссии (г), взятые из работ [25] (а), [23] (б), [26] (в) и [5] (г). Фотографии получены на сканирующем электронном микроскопе.

Если исходить из электровзрывного механизма зажигания пятна в униполярном разряде, то становится ясна функция концентраторов напряжённости: они существенно (в 10…1000 раз [13]) усиливают локальное поле, а также, в ряде случаев, локально снижают работу выхода. Всё это приводит к значительному усилению локальной плотности автоэмиссионного тока и, как следствие, к усилению локального джоулева разогрева соответствующего концентратора напряжённости.

Вместе с тем, для детального исследования прикатодных процессов весьма желательно иметь контролируемое состояние катодной поверхности, т.о. катод должен быть отполирован и очищен от загрязнений – то есть, практически лишён концентраторов напряжённости. Такие требования затрудняют самостоятельное зажигание разряда и не допускают стороннего

поджига. Последнее связано с тем, что и вспомогательный поджигающий разряд, и лазерная абляция нарушают микрорельеф поверхности и потому не позволяют исследовать изменения этого рельефа за счёт униполярной дуги [26].

В работе [26] была предложена относительно простая конструкция экспериментальной установки, позволяющей исследовать автографы дугового разряда при контролируемом состоянии поверхности катода. В предложенной конструкции зажигание разряда происходит в результате инжекции плазмы в разрядный промежуток. Это во многом близко к теме настоящей работы, и потому имеет смысл рассмотреть такую конструкцию подробнее. Её упрощённая схема представлена на рис. 1.2.4.

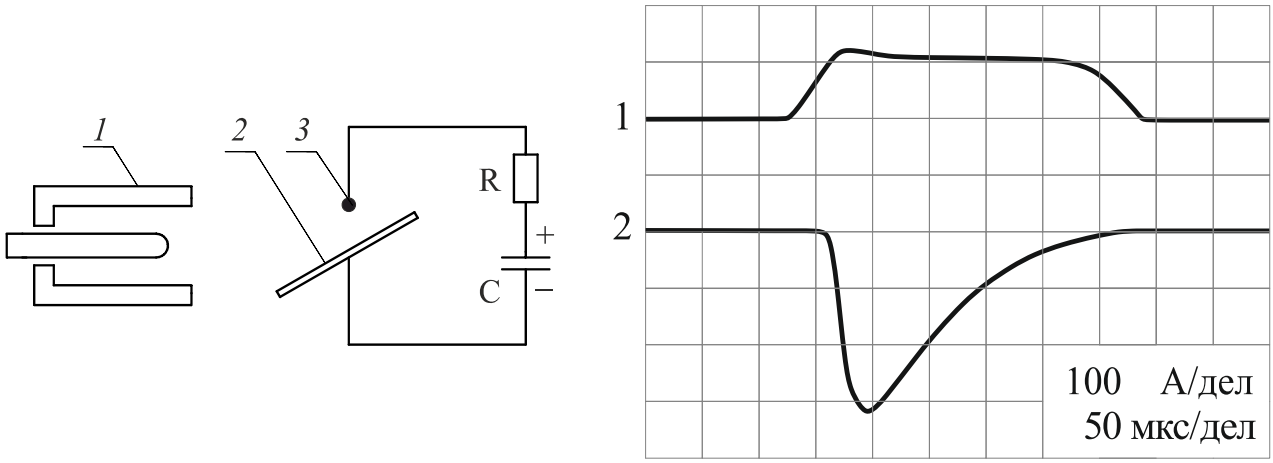


Рис. 1.2.4. Схема установки (1 – плазмотрон, 2 – катод, 3 – анод) и осциллограммы тока плазмотрона (1) и униполярной дуги (2).

В вакуумной камере при начальном давлении 10^{-6} Торр размещены импульсный плазмотрон и разрядный промежуток анод - катод. Разрядный промежуток включён во внешнюю цепь, состоящую из предварительно заряжаемого конденсатора C и токоограничительного резистора R. Плазмотрон при подаче на него питания инжектирует в разрядный промежуток струю форплазмы, что и приводит к зажиганию дуги в разрядном промежутке. Это следует из представленных на рис. 1.2.4 характерных осциллограмм тока плазмотрона и тока дуги.

Дуговой разряд при этом горит в промежутке между двумя электродами, и потому формально он не может быть назван униполярным. Более того, он не относится к плазменно-инжекционным, поскольку значительная часть плазмы нарабатывается током основного разряда (в цепи катод – анод), а форплазма играет лишь инициирующую роль. Однако авторы отмечают практическую идентичность прикатодных процессов в таком разряде и в униполярный дуге; а предлагаемую установку позиционируют как устройство для «симуляции» униполярного

разряда. Отмечается также, что форма катодных автографов (рис. 1.2.3в) полностью эквивалентна автографам униполярной дуги. При этом инжекция форплазмы не приводит ни к нарушению рельефа поверхности катода, ни к его загрязнению.

Во многих работах, посвящённых униполярным дугам [см., например, 3, 23, 27 и их библиографию], отмечается необходимость дальнейших исследований и перспективность таких исследований для выяснения физических механизмов, лежащих в основе горения катодного пятна.

Перейдём теперь к рассмотрению плазменно-инжекционных разрядов, горящих в области сотен вольт и сотен ампер (область D на рис. 1.2.2).

Эта область характерна для технологических установок. Наиболее типичной задачей является модификация поверхности металлов с целью улучшения их конструкционных свойств – поверхностное легирование, повышение твёрдости и прочности, полировка или создание развитой поверхности и тому подобное. Обрабатываемый металл при этом является катодом. Поэтому принципиальное влияние оказывают катодные процессы, что и определяет характерную область токов.

В последние десятилетия был проведен широкий цикл работ по этой тематике; представляется уместным дать их краткий обзор.

В серии работ [2, 28 - 30 и их библиография] исследовался разряд с плазменной инжекцией, названный авторами микроплазменным. Типичная схема эксперимента представлена на рис. 1.2.5.

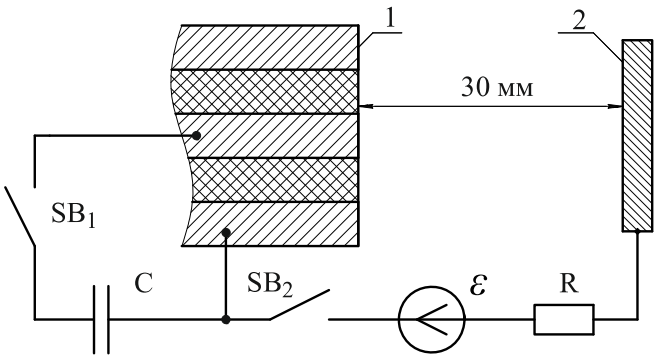


Рис. 1.2.5. Принципиальная схема эксперимента по возбуждению микроплазменных разрядов в цикле работ [2, 28]. Плазмотрон (1) и образец (2) размещены в вакуумной камере. Рисунок подготовлен по материалам [2].

В вакуумной камере с начальным давлением $(1...5)\times10^{-2}$ *Торр* размещался импульсный плазмотрон (1) типа магнитоплазменный компрессор, питание которого осуществлялось от емкостного накопителя С. При этом длительность разряда составляла порядка 10…15 мкс, а амплитуда тока достигала 1.5 кА. Плазмообразующим веществом служил диэлектрик плазмотрона – полиметилметакрилат («оргстекло»), по поверхности которого и происходил пробой. В результате эрозии диэлектрика образовывалась преимущественно водородно (80-

90%) – углеродная (20-10%) плазма. Внешний электрод плазмотрона (анод) соединялся с металлическими стенками вакуумной камеры.

Напротив плазмотрона размещался катод (2). Его поверхность, обращённая к плазмотрону, предварительно частично покрывалась диэлектрической оксидной плёнкой толщиной (1 нм…100 мкм). При торможении плазменного потока на катоде возникал ударно-сжатый плазменный слой; измеренные в нём величины электронной температуры лежали в диапазоне 1…10 эВ, плотность плазмы в месте размещения образца составляла $(5...10)\times10^{12}\ см^{-3}$, скорость движения плазменной струи – несколько десятков километров в секунду.

После срабатывания плазмотрона между катодом и стенками камеры, выступавшими в роли анода, прикладывалось от вспомогательного источника ε напряжение ≈ 400 В. Это приводило к зажиганию разряда с током порядка нескольких сотен ампер (рис. 1.2.6) и падением напряжения на разряде (30…50) В. Эффект наблюдался при толщине диэлектрической плёнки в диапазоне от 10 нм до 10 мкм, плотности плазмы $\gtrsim 10^{11}$ см$^{-3}$ и прикладываемых напряжениях $\varepsilon \gtrsim$ 300 В.

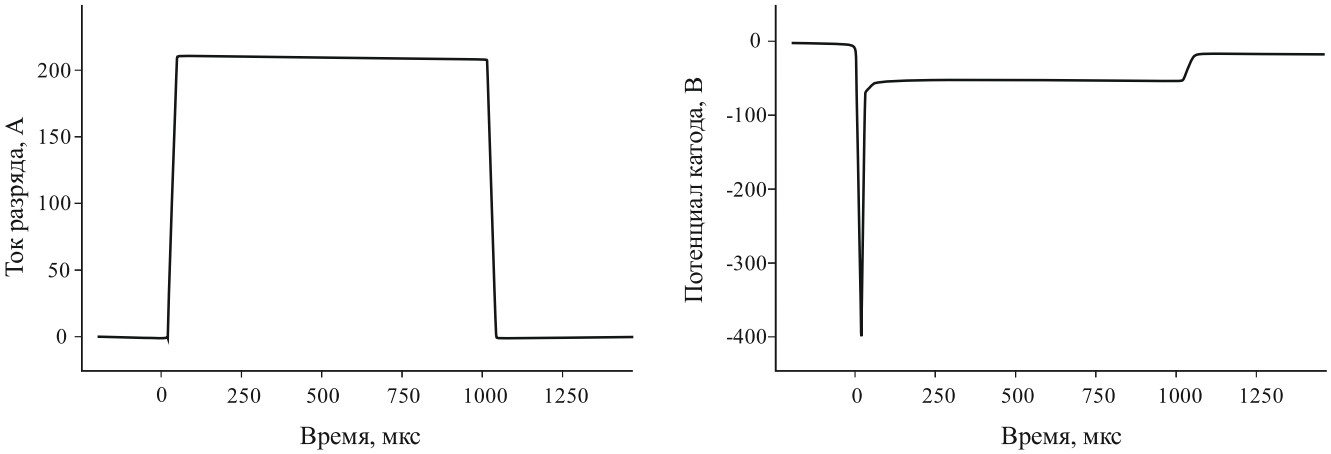


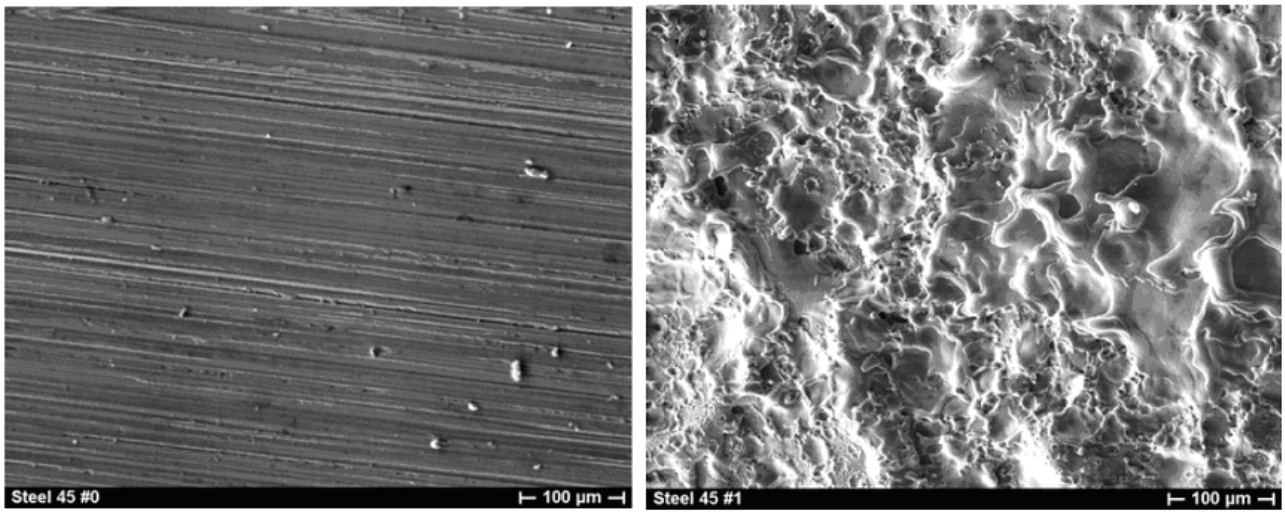
Рис. 1.2.6. Осциллограммы разрядного тока и катодного потенциала в микроплазменном разряде. Рисунок подготовлен по материалам [2].

Катодная привязка разряда – контрагированная, в виде нескольких пятен. Детальное исследование позволило установить, что зажигание пятен происходит на краю диэлектрической плёнки и в местах её разрыва [29].

Замыкание тока на катоде и зажигание разряда осуществляется, по всей видимости, посредством взрывной электронной эмиссии. Проведённое в работе [2] численное моделирование показало, что в потоке плазмы диэлектрическая плёнка заряжается до нескольких сотен вольт, и в результате на её краях создаётся поле порядка 2 МВ/см. Такой

напряжённости оказывается достаточно для развития электрического пробоя по поверхности плёнки. Это приводит к образованию плотной плазмы и началу взрывной эмиссии.

В процессе разряда происходит эрозия плёнки, в результате чего катодные пятна непрерывно перемещаются по поверхности катода со скоростью до 500 м/с [2]. Расплавление металла в месте действия катодного пятна и последующее его затвердевание после смещения пятна приводит к образованию на поверхности катода структуры в виде множества перекрывающихся кратеров (рис. 1.2.7). В результате многократной переплавки поверхностного слоя и формирования развитого микрорельефа поверхности наблюдается локальное увеличение твёрдости (поверхностная закалка) и износостойкости [30].



а *б*

Рис. 1.2.7. Изменение поверхности стального катода под действием микроплазменных разрядов: а) – поверхность исходного образца, б) – поверхность после эксперимента. Фотографии получены на растровом электронном микроскопе. Рисунок взят из работы [30].

Аналогичные процессы – локальный импульсный разогрев и испарение материала – могут происходить и без приложения напряжения от внешнего источника - при торможении потока достаточно плотной плазмы. Так, например, в работах [31, 32 и их библиография] исследовалось взаимодействие мощного ($\geq 10^8$ Вт/см^2) высокоскоростного (до 90 км/с) потока плазмы с преградой. В качестве преграды использовалась пластина из вольфрама. В эксперименте измерялась убыль массы преграды и её «остаточная» температура после взаимодействия с потоком. Для интерпретации экспериментальных результатов была предложена теоретическая модель, описывающая импульсный нагрев и испарение материала при взаимодействии с плазменным потоком. В эксперименте также было отмечено появление характерного развитого микрорельефа на поверхности образца.

Область больших напряжений и токов – десятки - тысячи киловольт и килоампер – занимают плазменные прерыватели тока (область Е на рис. 1.2.2). Задача отключения больших токов при больших коммутируемых напряжениях характерна для импульсной электроники. Актуальность этой проблемы связана, в первую очередь, с переходом от емкостных накопителей энергии к индуктивным, обладающим большей эффективностью. Решение такой задачи потребовало использования разрядов с плазменной инжекцией. Хотя среди газоразрядных коммутаторов с собственной наработкой плазмы также существуют приборы, способные не только включать, но и отключать ток (таситроны, кроссатроны и др.), при столь высоких напряжениях и токах их применение либо невозможно, либо чрезвычайно неэффективно [см., например, 33].

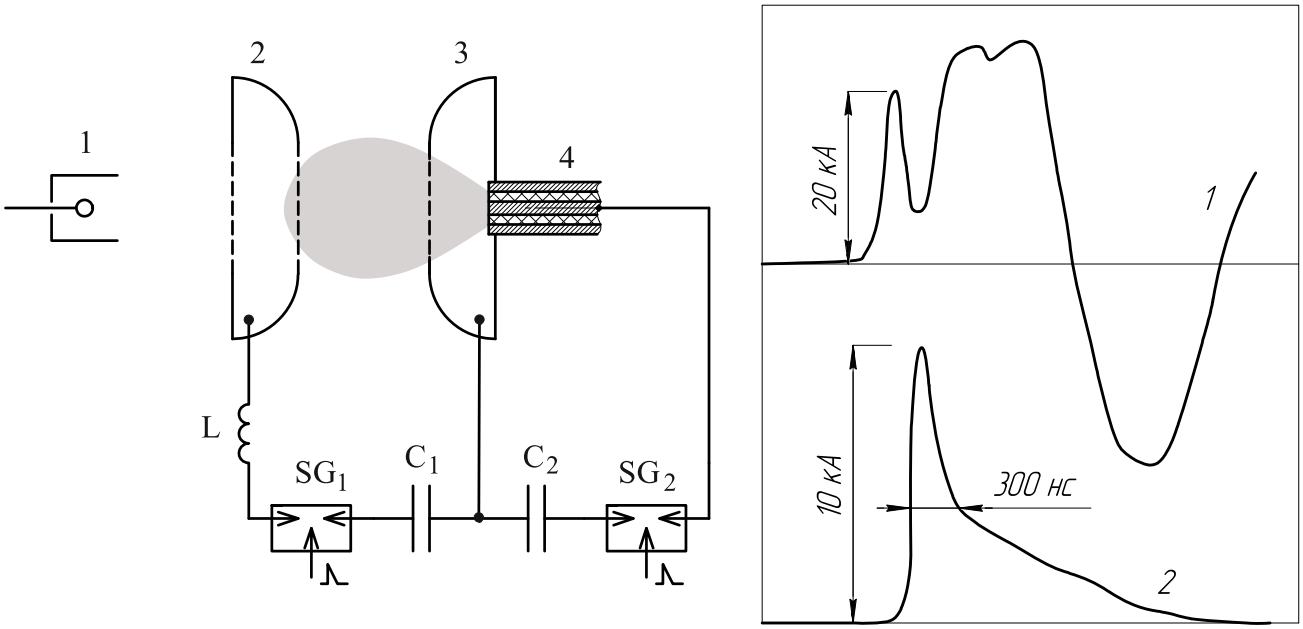
Первые работы по экспериментальному изучению возможности прерывания больших токов в плазме можно отнести к 70-м годам прошлого века [5]. Здесь под обрывом тока следует понимать резкое самопроизвольное (неуправляемое) повышение сопротивления плазменного столба через некоторое время после начала протекания через него тока. Полученные результаты продемонстрировали возможность обрыва токов от единиц килоампер до единиц мегаампер. Значительный интерес к плазменным прерывателям тока (ППТ; в англоязычной литературе POS – plasma opening switches) наблюдается [1, 5, 34 - 36] последние 25 лет в связи с перспективами их использования в индуктивных накопителях энергии.

Среди работ, в которых наблюдался эффект обрыва тока, следует прежде всего отметить [37, 38]. Хотя эти эксперименты являются одной из первых демонстраций эффекта ППТ, в них выявлены основные механизмы. Поэтому рассмотрим описанные результаты подробнее. Схема эксперимента показана на рис. 1.2.8.

Установка состоит из основных электродов – анода (2) и катода (3), размещённых в вакуумной камере. В катод вмонтирован плазмотрон (4) типа магнитоплазменный компрессор. Его питание осуществляется от емкостного накопителя C_2. Плазма образуется в парах эрозии диэлектрика (полиэтилена), по поверхности которого происходит пробой при замыкании коммутирующего разрядника SG_2. Плазмотрон обеспечивает заполнение промежутка катод-анод плазмой с типичной плотностью $10^{12}…10^{13}$ см$^{-3}$.

Спустя примерно 1…2 мкс после запуска плазмотрона подают импульс поджига на разрядник SG_1, в результате чего к промежутку анод - катод оказывается приложено напряжение порядка 10 кВ от предварительно заряженного накопителя C_1. В промежутке начинает течь ток, характерная осциллограмма которого приведена на рис. 1.2.8, б (кривая 1). Ток нарастает до некоторого критического значения (≈ 20 кА), после чего сопротивление промежутка катод-анод резко возрастает (ток, соответственно, падает). При этом образуется интенсивный (10 кА) электронный пучок, пролетающий через отверстия в аноде и

регистрирующийся цилиндром Фарадея (1). Характерное время, на которое повышается сопротивление промежутка, составило ≈ 300 нс.



а) б)

Рис. 1.2.8. Принципиальная схема эксперимента [37, 38] (а) и характерные осциллограммы (б). На рис. а) цифрами обозначены: 1 – цилиндр Фарадея, 2 – анод, 3 – катод, 4 – плазмотрон (заливкой обозначена плазменная струя). На рис. б) цифрами обозначены: 1 - ток разряда катод-анод, 2 - сигнал с цилиндра Фарадея (ток электронного пучка). Рисунок подготовлен по материалам [37].

Проведённые авторами зондовые измерения показали, что при достижении критического тока практически всё напряжение, приложенное к промежутку анод-катод, оказывается сосредоточено в тонком (< 0.3 мм) прикатодном слое. Это свидетельствует о том, что в прикатодном слое потеря ионов происходит быстрее, чем их восполнение из плазмы, и прикатодный слой становится подобен вакуумному промежутку с чисто электронным током.

Измерения энергетического спектра вылетающих электронов показали [37], что их максимальная энергия составляет $3eU_0$, где $U_0 \approx 30 кВ$ - начальное напряжение на C_1. Это вызвано возникновением ЭДС самоиндукции распределённой индуктивности L в момент «срыва» тока. Аналогично происходит и ускорение ионов [38]. Подробнее этот вопрос рассмотрен в [1], там же обсуждается применение такого плазмонаполненного диода как ускорителя электронов и ионов.

Описанные эксперименты продемонстрировали [39 - 42] возможность применения ППТ в качестве размыкающих ключей в индуктивных накопителях энергии (рис. 1.2.9). Вначале

происходит «накачка» индуктивного накопителя L: ток протекает в цепи $\varepsilon - L - ППТ$ (т.н. фаза проводимости). В некоторый момент сопротивление ППТ резко возрастает - фаза проводимости сменяется фазой обрыва тока, и запасённая в L энергия выделяется на нагрузке R_L. Типичное сопротивление плазменного прерывателя составляет: в фазе проводимости ~ 10^{-2} Ом, в фазе обрыва тока – 1…20 Ом. Это обстоятельство существенно ограничивает возможные сопротивления нагрузки диапазоном от десятых долей до единиц Ом.

Характерная длительность фазы обрыва тока лежит в наносекундном диапазоне, поэтому такие ППТ часто называют наносекундными (НППТ). Их применение продемонстрировано в работах [43 - 48]. Была показана возможность переключения токов вплоть до нескольких сотен килоампер при коммутируемом напряжении порядка нескольких мегавольт.

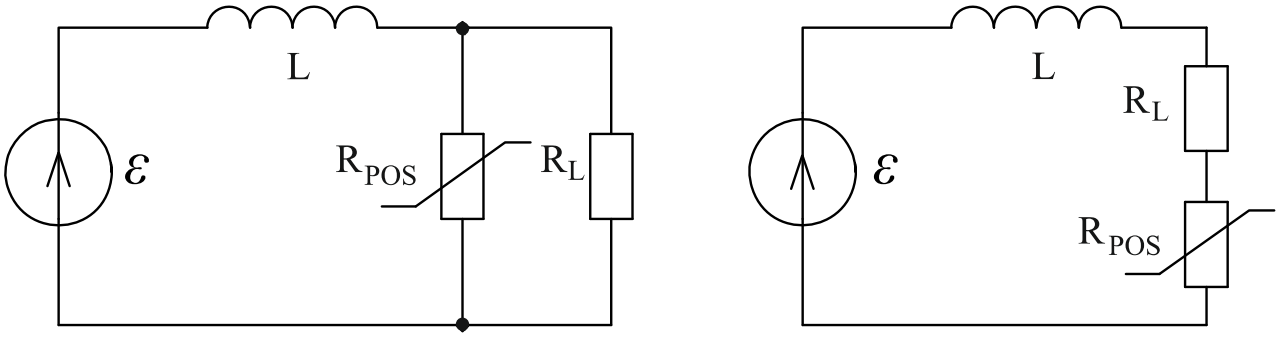


Рис. 1.2.9. Типичные схемы применения ППТ в индуктивных накопителях энергии при параллельном и последовательном подключении с нагрузкой.

Вместе с тем, передача энергии в индуктивный накопитель в установках большой мощности производится, как правило, от генераторов Маркса и занимает микросекундное время. Поэтому дальнейшее развитие импульсной техники с индуктивным накоплением энергии обусловило интерес к исследованиям ППТ, способных пропускать ток до его обрыва в течение нескольких микросекунд [49 - 54]. Экспериментально было установлено, что микросекундные ППТ требуют, в первую очередь, большей (на 1…2 порядка) плотности инжектируемой плазмы.

Конструктивно микросекундные прерыватели выполняют, как правило [41, 49], в виде вакуумной коаксиальной линией; несколько радиальных плазмотронов одновременно инжектируют плазму в зазор между внутренним и внешним проводниками.

Взаимодействие электронов и ионов с магнитным полем тока, протекающего по коаксиальной линии, является, по всей видимости [5], определяющим в процессе отключения. Так, в частности, было показано [55] искривление линий тока при переходе от фазы проводимости к фазе обрыва (рис.1.2.10).

Хотя получено большое количество экспериментальных результатов исследования работы ППТ, отмечается [5], что строгое теоретическое объяснение процесса обрыва тока является задачей сложной и пока еще недостаточно проработанной.

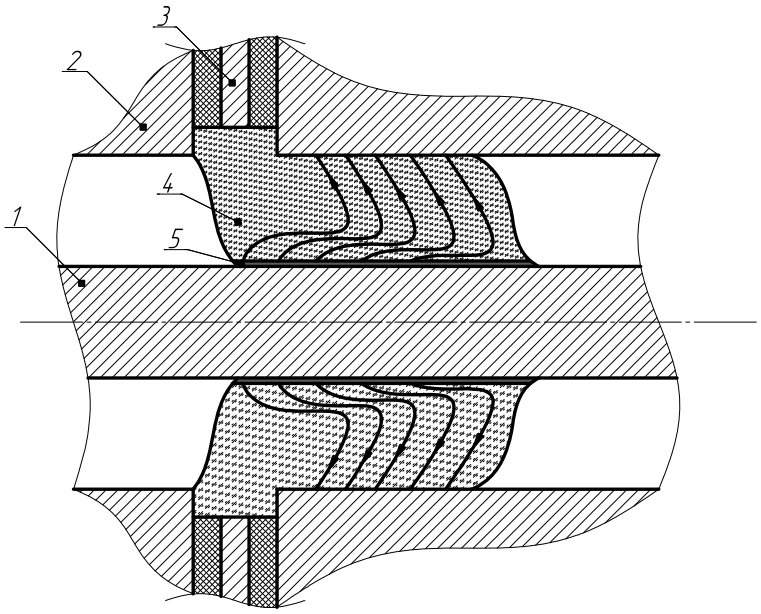


Рис. 1.2.10. Картина линий электронного тока в коаксиальном микросекундном ППТ перед обрывом тока. Цифрами обозначены: 1 – катод и 2 – анод вакуумной коаксиальной линии (генератор слева, нагрузка справа); 3 – плазмотрон; 4 – инжектированная плазма; 5 – катодная плазма, образующаяся в результате взрывной электронной эмиссии. Рисунок подготовлен по материалам [5].

С использованием микросекундных прерывателей была продемонстрирована [см, например, 5, 44 и их библиографию] возможность передачи энергии от генератора Маркса в нагрузку через индуктивный накопитель; при этом амплитуда напряжения выходного импульса достигала ≈ 10 МВ, амплитуда тока ≈ 6 кА.

При ещё больших плотностях инжектируемой плазмы ($\gtrsim 10^{15}$ см$^{-3}$) [56] работают т.н. струйные, или плазмодинамические прерыватели. Пример конструкции такого ППТ, также встроенного в вакуумную коаксиальную линию, показан на рис. 1.2.11. В его работе можно выделить следующие основные стадии: (1) – в коаксиальную линию инжектируется плазма, замыкающая внешний и центральный проводник. Образовавшаяся плазменная перемычка начинает ускоряться в сторону нагрузки под действием пондеромоторных сил – взаимодействуя с магнитным полем протекающего тока. Обрыв тока начинается, когда перемычка доходит до места резкого уменьшения диаметра центрального проводника (стадия 2). Резкое изменение расстояния между проводниками вызывает разрыв плазмы на две области (стадия 3), что завершает обрыв тока.

Таким образом, плазменные прерыватели являются неуправляемыми коммутаторами, позволяющими отключать достаточно большие (десятки – тысячи килоампер) токи. Отключение тока происходит за счёт развития неустойчивости в разряде при достижении критического тока. Величину такого критического тока, т.е. длительность фазы проводимости можно варьировать за счёт изменения геометрии ППТ и параметров инжектируемой плазмы.

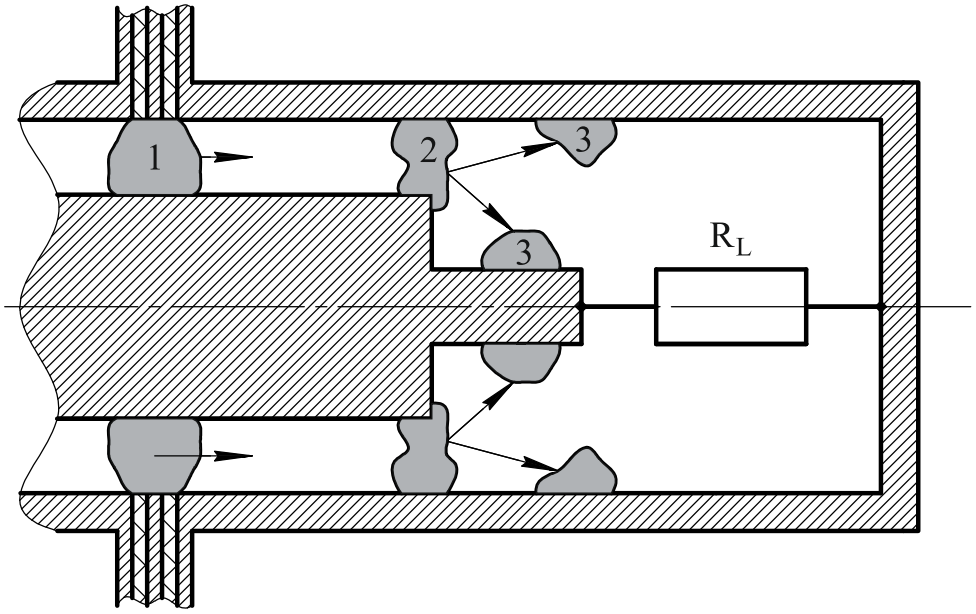


Рис. 1.2.11. Типовая конструкция струйного (плазмодинамического) ППТ в коаксиальном исполнении. Цифрами обозначены характерные стадии работы: 1 – инжекция плазмы и начало её плазмодинамического ускорения, 2 – начало обрыва тока, 3 – обрыв состоялся. Рисунок подготовлен по материалам [56].

В работах [57 - 61] исследовался несамостоятельный объёмный разряд в газе высокого давления, возбуждаемый электронным пучком. На основе такого разряда предложен коммутирующий прибор с полным управлением, названный авторами [60] инжекционным тиратроном.

Принципиальная схема эксперимента ясна из рис. 1.2.12. Разрядный промежуток заполнен газом при давлении порядка нескольких десятков атмосфер. Через один из электродов, выполненный в виде фольги, инжектируется электронный пучок с энергией > 100 кэВ. Он эффективно нарабатывает плазму, в результате чего между электродов возникает объёмный разряд и сопротивление промежутка снижается. После прекращения инжекции плазма достаточно быстро распадается за счёт рекомбинации и прилипания, что приводит к отключению тока.

В качестве примера достигнутых результатов можно указать работы [58, 61]. В [58] коммутация тока 40 кА при напряжении 700 кВ при микросекундных длительностях импульса

и фронтах. Разрядный промежуток заполнялся азотом под давлением 10 атм. Ток инжектируемого пучка составлял 2 кА. В [61] показана возможность коммутации с длительностью импульса 40 нс и фронтом/спадом 10 нс. При этом коммутируемое напряжение составило 200 кВ, ток – 20 кА. Коммутация производилась в частотно-пакетном режиме; частота импульсов в пакете доходила до 10 кГц.

Обзор других применений разряда с электронной инжекцией для коммутации тока дан, например, в монографии [5]. Отмечается, что максимально коммутируемая электронно-инжекционным тиратроном мощность составляет порядка 10^{10} Вт, а максимальная частота (в пакетном режиме) может быть доведена единиц мегагерц.

Вместе с тем, описанным тиратронам с электронной инжекцией присущ ряд принципиальных недостатков [5], среди которых в первую очередь – сложность и громоздкость конструкции из-за электронного ускорителя с энергией электронов более 100 кэВ и, соответственно, необходимость радиационной защиты от возникающего рентгеновского излучения. Кроме того, отмечается быстрый выход из строя электрода, через который вводится пучок, из-за деградации и прорыва фольги.

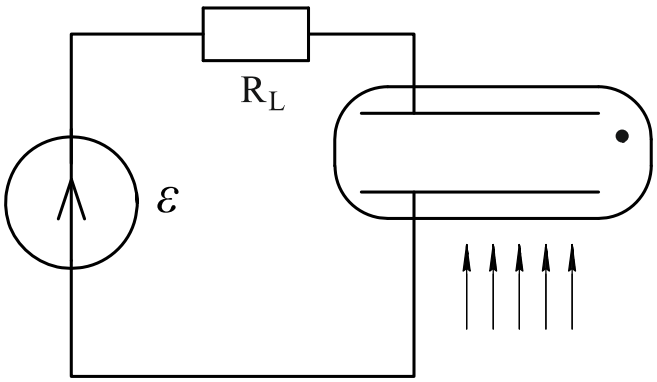


Рис. 1.2.12. Схема включения тиратрона с электронной инжекцией. Внешняя цепь состоит из источника ЭДС ε и сопротивления нагрузки R_L. Рисунок подготовлен по материалам [5]

В целом в технике коммутаторов с плазменной и электронной инжекцией наблюдается тенденция к увеличению коммутируемого напряжения и тока, т.е. к повышению мощности.

§1.3. Постановка задачи и пути её решения

Плазменно-инжекционные разряды не только представляют интерес с фундаментальной точки зрения, но и открывают ряд принципиально новых возможностей практического применения. Всё это, несомненно, свидетельствует о потребности дальнейшего их изучения.

В области малых напряжений и токов, т.е. в области малой мощности, плазменно-инжекционные разряды оказались исследованы весьма фрагментарно. Основное внимание здесь уделялось униполярным дугам. Это связано с задачами управляемого термоядерного синтеза: зажигание униполярных дуг на первой стенке нарушало нормальный режим работы. В последнее время, в связи с изменениями типовой конструкции установок управляемого термоядерного синтеза, интерес к униполярным разрядам несколько снизился [23].

Вместе с тем, маломощный плазменно-инжекционный разряд представляется весьма удобным объектом для экспериментального изучения катодных процессов, в особенности – процессов, сопровождающих горение катодного пятна. Это связано с тем, что в области малых токов и напряжения, т.е. в области малой мощности, лежат многие элементарные процессы. Так, например, работа выхода имеет порядок нескольких электрон-вольт, потенциал ионизации – один-два десятка вольт, пороговый ток ячейки катодного пятна – единицы ампер и т.п. Эти процессы, как следует из выполненного обзора, оказываются во многих случаях близки или эквивалентны таковым процессам в самостоятельных газовых разрядах. Достоинством плазменно-инжекционных разрядов, однако, является возможность изменять в них параметры плазмы независимо. Так, например, можно инжектировать плотную плазму и исследовать разряд при малых токах – в самостоятельном разряде столь малый ток был бы не способен наработать такую плазму.

Среди маломощных плазменно-инжекционных разрядов разряд, горящий в промежутке двух электродов, включённых во внешнюю цепь, является наиболее общей формой. В настоящее время такой разряд оказался практически неисследованным. Его изучение представляется задачей необходимой и актуальной, и ей посвящена настоящая работа.

Целью работы является экспериментальное исследование процесса коммутации тока в маломощном плазменно-инжекционном разряде. В частности, планируется отыскать ответы на следующие вопросы:

1. За счёт каких механизмов происходит замыкание тока разряда на катоде? Другими словами, какие механизмы электронной эмиссии реализуются в таком разряде?
2. Если возможно несколько механизмов эмиссии, то при каких условиях реализуется каждый из них?

3. Если на катоде горит катодное пятно, то какие механизмы обеспечивают его зажигание, т.е. локальный разогрев изначально холодного катода?
4. Если на катоде горит катодное пятно, можно ли считать его эквивалентным катодному пятну самостоятельного дугового разряда; униполярной дуги?
5. Если на катоде горит катодное пятно, то какое влияние на него оказывают параметры инжектированной плазмы?
6. Если на катоде горит катодное пятно, то возможно ли его гашение при удалении из разрядного промежутка ранее инжектированной плазмы? Если да, то как происходит такое гашение?
7. Какое влияние на разрядные процессы оказывают параметры внешней цепи?
8. В какие самостоятельные формы может перейти такой разряд и при каких условиях?

Экспериментальный путь решения поставленной задачи приводит к необходимости прежде всего определить структуру экспериментальной установки и предъявляемые к ней требования.

Обсудим вначале способ наработки плазмы. Для исследования процесса зажигания разряда, а также поведения разряда при удалении ранее инжектированной плазмы необходимо обеспечить резкое нарастание и резкий спад плотности плазмы в объёме разрядного промежутка. Заполнение разрядного промежутка плазмой можно выполнить двумя путями: нарабатывая её сразу внутри объёма промежутка (при помощи, например, ВЧ разряда) или же инжектируя плазму от стороннего источника (плазмотрона). Хотя количественные требования относительно скорости нарастания и спада пока не ясны, по всей видимости, лишь второй способ позволяет обеспечить как быстрое заполнение промежутка, так и быстрое его освобождение (в отличие от относительно медленной деионизации). Возможные конструкции плазмотронов будут рассмотрены в следующем параграфе.

При инжекции плазменная струя, создаваемая сторонним источником (плазмотроном), тормозится на электродах разрядного промежутка. Известно [2, 62 - 64], что торможение плазменной струи на преграде приводит к формированию вблизи преграды т.н. ударно-сжатого слоя. Электронная температура в таком слое изменяется незначительно по сравнению с невозмущённой струёй; в то же время концентрации частиц (электронов, ионов, нейтралов) оказывается существенно – на один – два порядка – выше за счёт газодинамического сжатия.

Известна [63, 64] также специфика торможения струи на полой преграде (рис. 1.3.1). Она состоит в ограниченном времени существования ударно-сжатого слоя. Торможение плазменной струи приводит к образованию в полости ударно-сжатого слоя, в котором существенно возрастает плотность и давление газа. Это, в свою очередь, приводит к возникновению

обратной плазменной волны разгрузки, распространяющейся в противоположном направлении и приводящей через некоторое время к эффективному «выносу» плазмы из полости.

Сказанное позволяет предположить, что выполнение разрядного промежутка в виде полой преграды на пути плазменной струи позволит обеспечить резкое нарастание и резкий спад плотности плазмы в объёме разрядного промежутка.

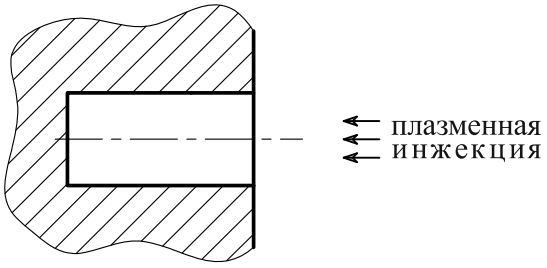


Рис. 1.3.1. Полая преграда на пути плазменной струи.

Можно было бы предложить и другие конструкции разрядного промежутка – например, конструкцию, через которую плазменная струя пролетает «насквозь». Она также способна обеспечить и заполнение промежутка плазмой, и освобождение от неё. Промежуток в виде полой преграды, однако, позволяет достичь существенно большей плотности плазмы за счёт газодинамического сжатия – потому такая конструкция и была выбрана в настоящей работе.

Характерная длительность исследуемых процессов точно не известна. В случае зажигания на катоде катодного пятна характерная длительность таких процессов, как отмечалось в § 1.1, лежит в нано- и субнаносекундном диапазоне. Поэтому конструкция экспериментальной установки и методика измерений должны учитывать этот довольно малый временной масштаб, позволять проведение наблюдений с достаточным временным разрешением и не оказывать неконтролируемого, паразитного влияния на разрядные процессы. В частности, конструкция разрядного промежутка и цепи его питания должна представлять собой единый тракт, все элементы которого согласованы по волновым сопротивлениям; имеют равномерную АЧХ и линейную ФЧХ в достаточной полосе частот; в достаточной степени защищены от наводок. Всё это, по сути, стандартные требования, предъявляемые к высокочастотным сверхширокополосным системам.

Исходя из перечисленных требований была окончательно выбрана конструкция разрядного промежутка в коаксиальной геометрии (рис. 1.3.2). Такая конструкция является полой преградой для плазменной струи, а кроме того весьма технологична и проста в изготовлении, легко сопрягается с подводящим трактом, широкополосна и защищена от помех благодаря утопленному центральному электроду. Более подробное описание конструкции будет дано в 3 и 4 главах.

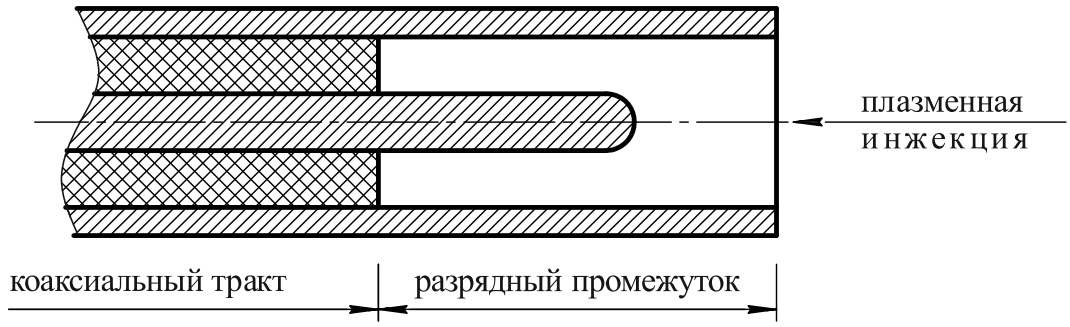


Рис. 1.3.2. Разрядный промежуток и подводящий тракт, выполненные в коаксиальной геометрии.

Уточним теперь область напряжений и токов, в которой будет исследоваться плазменно-инжекционный разряд. В настоящей работе основная информация о разрядных процессах будет получена из анализа осциллограмм тока и падения напряжения на разряде. Поэтому требования широкополосности ограничивают область исследований, в первую очередь, по напряжению. Для измерения напряжения должны использоваться широкополосные делители напряжения; при этом требование широкополосности ограничивает максимальное рабочее напряжение. Поэтому было решено ограничить область исследований величиной 600 Вольт исходя из характеристик имеющегося в распоряжении измерительного оборудования.

Далее, ограничение области по току вытекает из ограничения по напряжению и по сопротивлению внешней цепи, которое должно быть согласовано с её волновым сопротивлением. Ограничения на величину волнового сопротивления вытекают из конструктивных и технологических требований (механическая жёсткость и прочность элементов конструкции, возможность их изготовления с требуемой точностью и т.п.). В нашем случае для удобства изготовления установки было решено ограничить волновое сопротивление трактов снизу величиной 25 Ом.

Сказанное позволяет окончательно конкретизировать область, в которой будут проводиться исследования (рис. 1.3.3).

Существенное изменение концентрации частиц при формировании в объёме разрядного промежутка ударно-сжатого слоя приводит к необходимости экспериментального измерения этих концентраций синхронно с плазменно-инжекционным разрядом для определения влияния параметров инжектируемой плазмы на разрядные процессы. При этом соответствующий диагностический метод должен обладать достаточным временным разрешением, которое можно оценить из следующих соображений.

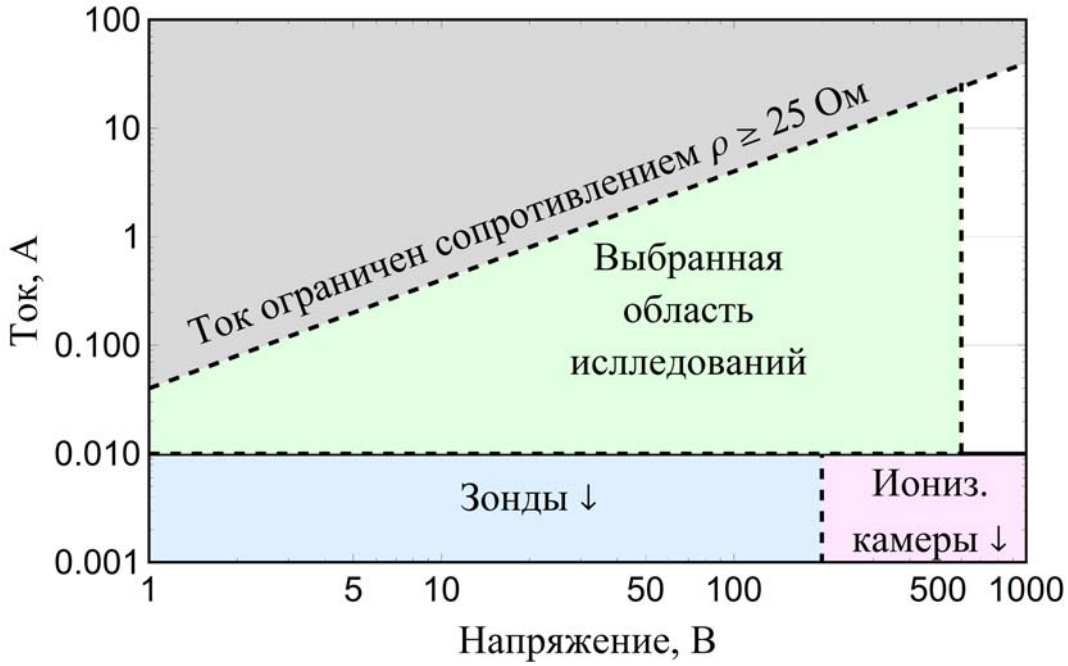


Рис. 1.3.3. Расположение выбранной области исследования разрядов с плазменной инжекцией в координатах «ток-напряжение».

Исследование перехода плазменно-инжекционного разряда в самостоятельные формы налагает ограничение на напряжение самопробоя разрядного промежутка, т.е. пробоя в отсутствии плазменной инжекции. Это напряжение должно быть меньше максимального рабочего напряжения используемых делителей. С учётом выбранного давления газа (см. Главу 2) это условие определяет характерный размер разрядного промежутка – порядка нескольких миллиметров. Характерную же скорость заполнения промежутка плазмой или его разгрузки можно грубо оценить как звуковую, т.е. в первом приближении ≈ 1 км/с = 1 мм/мкс, откуда характерное время – единицы микросекунд. Поэтому метод диагностики должен обладать временным разрешением ≈ 1 мкс. Кроме того, такой метод должен позволять проводить измерения в режиме реального времени и обладать достаточным динамическим диапазоном. Обзор методов диагностики будет выполнен § 1.5. Здесь, однако, можно заранее отметить, что существующие методы либо не удовлетворяют перечисленным требованиям, либо же слишком сложны и дороги в реализации. Это, в свою очередь, потребовало разработки оригинального метода диагностики, чему посвящена Глава 3.

§1.4. Плазменные инжекторы

В настоящее время описано большое количество типов плазмотронов [65]. Устройства эти существенно отличаются друг от друга по конструкции, параметрам получаемой плазмы, характерным масштабам и предназначению. Поэтому для удобства рассмотрения необходимо их классифицировать.

В первую очередь разделить их можно по характерному времени работы.

Плазмотроны постоянного или квазипостоянного действия. Обычно к первым относят [65] устройства, работающие от секунд и более; приборы квазипостоянного действия работают в миллисекундном диапазоне [66]. Плазмотроны этого типа часто имеют технологическое назначение (обработка материалов, нанесение покрытий и пр.). Рабочие токи и вкладываемые мощности таких плазмотронов ограничены двумя факторами – мощностью источника питания и стойкостью (в первую очередь – тепловой) самого плазмотрона. Ясно, что применение охлаждающих систем существенно усложняет конструкцию и понижает её эффективность.

С другой стороны, *импульсные плазмотроны* работают в течение малого (как правило, единицы микросекунд – десятки миллисекунд) времени [67]. Это позволяет работать при больших токах и вкладываемых мощностях, поскольку проблема теплоотвода решается за счёт тепловой инерции конструктивных элементов. Питание импульсных плазмотронов осуществляют от накопителей энергии, как правило – емкостных.

Для решения поставленной задачи нет необходимости в постоянной инжекции плазмы; разумные времена инжекции лежат в микросекундном диапазоне. В то же время необходимо обеспечить высокоскоростную струю плотной плазмы. Поэтому выбирать плазмотрон для системы инжекции следует из числа устройств импульсного типа.

Другой способ классификации – по плазмообразующему веществу: плазмотроны с импульсным напуском газа, эрозионные и газоразрядные.

Импульсный напуск рабочего газа применяется в случаях, когда изначально (до разряда) плазмотрон находится в вакууме или при весьма низком давлении. Ясно, что такие устройства требуют достаточное количество вспомогательного оборудования – систему откачки, импульсный газовый клапан и проч. Кроме того, после каждого срабатывания плазмотрона необходимо дожидаться откачки из рабочей камеры напущенного газа, что ограничивает максимальную частоту работы. Эти обстоятельства существенно сужают область применимости устройств такого типа, в первую очередь – некоторыми лабораторными установками. В них ценные качества таких плазмотронов оправдывают перечисленные недостатки.

В *эрозионных* плазмотронах рабочая среда образуется в результате эрозии конструктивных элементов плазмотрона, как правило – электродов или разделяющего их диэлектрика. Рабочее вещество, таким образом, содержится в конденсированной фазе и испаряется под действием самого разряда. К этому же классу следует отнести приборы, в которых рабочий газ содержится в электродах в форме твёрдого раствора (например, гидриды никеля или титана). К преимуществам эрозионных плазмотронов стоит отнести возможность получения плазмы с заданным ионным составом. Так, например, для получения водород-углеродной или фтор-углеродной плазмы применяют [68] легкоразрушаемые диэлектрики – полиэтилен и политетрафторэтилен (фторопласт) соответственно. Выбор эрозионного типа оправдан также в случаях, когда плазмотрон работает в вакууме, но напуск газа технологически затруднён. Типичный пример - плазменные двигатели для космических аппаратов, где использование конденсированного рабочего тела – зачастую единственный способ обеспечить требуемые массогабаритные параметры.

Наконец, *газоразрядные* плазмотроны работают в среде остаточного газа. Это определяет диапазон рабочих давлений, который ограничен снизу величиной порядка 1 Торра. В плазмотронах газоразрядного типа эрозия является паразитным процессом, который обычно стремятся минимизировать. Это достигается за счёт соответствующего подбора конструкционных материалов – тугоплавких, слабо подверженных абляции. При удачном выборе материалов и конструкции, не слишком больших рабочих токах и мощностях ресурс плазмотронов такого типа оказывается весьма велик.

Для решения поставленной задачи наиболее удобными представляются именно газоразрядные приборы. Это обусловлено простотой их конструкции, компактностью, достаточным ресурсом и, как следствие, хорошей повторяемостью параметров создаваемой плазмы.

Учитывая большую величину импульсного тока, питающего плазмотрон (единицы-десятки килоампер) и высокую требуемую скорость плазмы (несколько километров в секунду), наиболее подходящим механизмом ускорения плазмы представляется плазмодинамический [69, 70]. Плазма в этом случае ускоряется под действием пондеромоторных сил.

Рассмотрим ряд основных конструкций плазмодинамических газоразрядных импульсных плазмотронов. Исторически одним из первых появился ускоритель типа «рельсотрон» (railgun) [69, 71]. Его довольно простая конструкция представлена на рис. 1.4.1, а. Работа ускорителя происходит следующим образом. При подключении источника питания (емкостного накопителя) происходит пробой между параллельно установленными штырями (3) по поверхности диэлектрика (2). Образовавшаяся плазменная перемычка (1) ускоряется под

действием магнитного поля разрядного тока вдоль электродов и, затем, оторвавшись от них, продолжает движение.

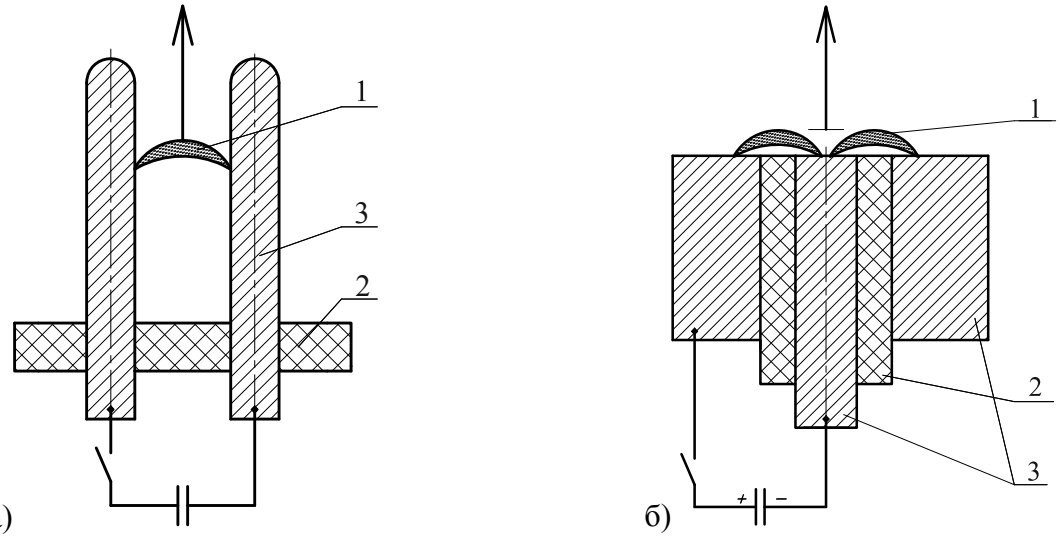


Рис. 1.4.1. Плазменные ускорители типа «рельсотрон» (а) и «магнитоплазменный компрессор» (б). Цифрами обозначены: 1 – ускоряемая плазменная перемычка, 2 – диэлектрик, 3 – электроды.

Заметным недостатком рельсотрона является малый ресурс. Он обусловлен неравномерным износом электродов, возникающим по мере эксплуатации. Несимметричность электродов приводит к отклонению движения перемычки от оси плазмотрона.

Указанный недостаток существенно уменьшен в плазмотроне, получившем название магнитоплазменный компрессор (МПК; в англоязычной литературе - coaxial plasma gun) [72 - 74]. Его типовая конструкция показана на рис. 1.3.2.

МПК состоит, как правило, из цилиндрического внешнего электрода – анода и стержневого внутреннего катода, расположенных коаксиально и разделённых диэлектриком. Рабочий торец плазмотрона выполняют, во многих случаях, плоским, хотя он может иметь конический или иной профиль. Выбор полярности обусловлен, в первую очередь, минимизацией эрозии электродов: эрозия анода заметно выше, поэтому в качестве анода выбирают более массивный внешний электрод. Кроме того, при такой полярности плазмотрон работает стабильнее [75].

После подачи напряжения на электроды между ними происходит пробой, распространяющийся по диэлектрику. За небольшое время (несколько микросекунд) разряд симметризуется, перекрывая всю поверхность диэлектрика. Образующаяся плазма ускоряется в осевом направлении.

К достоинствам плазмотронов такого типа, помимо относительно большого ресурса, следует отнести технологичность и простоту изготовления, а также хорошую масштабируемость.

Ещё одним типом плазмотронов является т.н. «плазменный лист» (flashboard) [73, 76]. Конструкция его представлена на рис. 1.4.2. На диэлектрическую пластину (1) нанесены металлические «островки» (2). Такая система является, по сути, многозазорным разрядником. При подаче напряжения происходит пробой между островками по поверхности диэлектрической пластины и ускорение плазмы в нормальном направлении.

По сравнению с плазмотронами других конструкций, плазменный лист способен заполнять плазмой бóльшие объёмы. Однако в настоящей задаче этого не требуется, потому наиболее подходящем в качестве инжектора представляется плазмотрон МПК-типа.

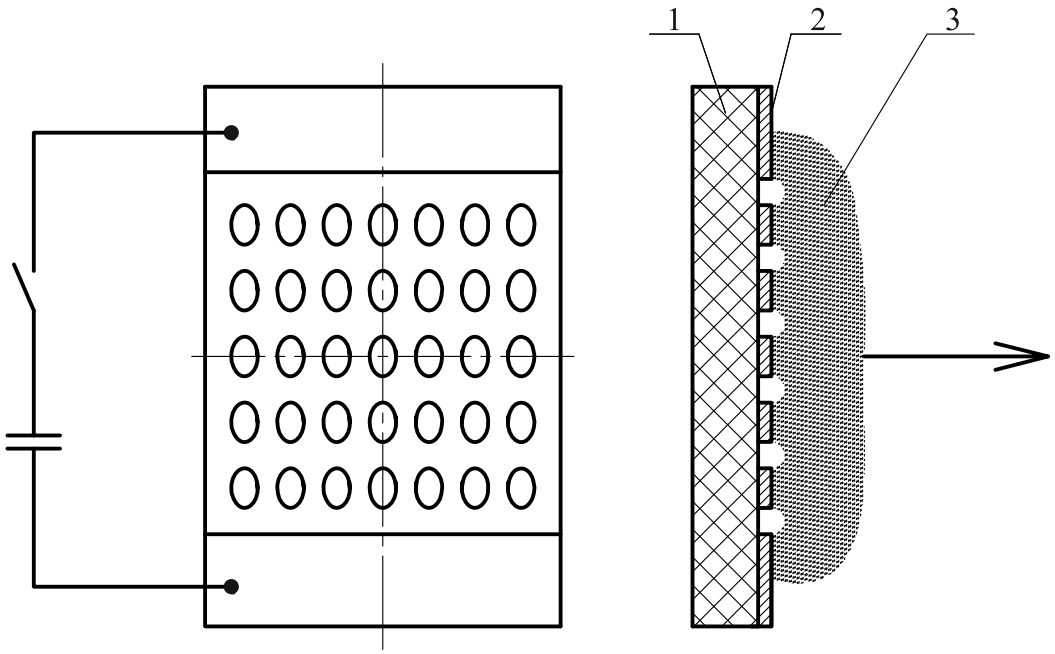


Рис. 1.4.2. Плазмотрон типа «плазменный лист». На диэлектрическую пластину (1) нанесены металлические «островки» (2), между которыми происходит пробой. Образующаяся плазма (3) ускоряется в направлении по стрелке.

Рассмотрим теперь подробнее работу магнитоплазменного компрессора. Отметим прежде всего, что соответствующие исследования проводилось преимущественно для решения различных прикладных задач. К важнейшим из них следует отнести следующие:

1. МПК как высокояркостный источник света в видимой и УФ-областях [72, 77];
2. МПК как источник горячей плазмы для задач управляемого термоядерного синтеза; как импульсный источник нейтронов [66, 67, 78];

3. МПК как источник высокоскоростных струй плотной плазмы в технологических задачах (обработка материалов; поджиг топливных смесей, электрореактивные двигатели космических аппаратов и т.п.) [79 - 81];
4. МПК как инжектор плотной плазмы в сильноточной импульсной электронике (напр., плазменные прерыватели тока) [1, 42].

В зависимости от задачи начальные условия (геометрия плазмотрона, состав и давление газа, амплитуда и форма разрядного тока и т.п.) сильно различаются, и это приводит существенной разнице в параметрах получаемых плазменных струй (скорости, температуры и концентрации компонентов и т.п.). Поэтому в настоящем обзоре будем рассматривать характерные диапазоны, в которых лежат соответствующие параметры плазмы.

Типичная длительность разряда составляет порядка сотни микросекунд. Питание плазмотрона поэтому практически всегда осуществляется от емкостного накопителя (батареи конденсаторов). Амплитуда разрядного тока лежит в диапазоне от единиц до сотен килоампер. Исходя из масштабов поставленной задачи, имеет смысл рассматривать здесь лишь малогабаритные плазмотроны с относительно малым током (единицы килоампер).

Начальное напряжение накопителя для питания таких плазмотронов обычно составляет единицы – десятки киловольт. Оно определяется, с одной стороны, необходимым энерговкладом в разряд, а с другой – требованием устойчивого пробоя плазмотрона. Вместе с тем, в указанном диапазоне токов (единицы килоампер) падение напряжения на плазмотроне во время разряда при не слишком низких давлениях газа ($\gtrsim 1$ Торр) не превышает нескольких сотен Вольт [66, 67, A1]. Это обстоятельство позволяет перейти к низковольтной системе питания МПК, в которой снижено начальное напряжение накопителя, но увеличена его ёмкость для сохранения потребного энерговклада в разряд. Амплитуда и форма тока при этом может быть сохранена на уровне высоковольтных систем, что гарантирует сохранение параметров создаваемой плазмы (скорость, концентрации и температуры компонентов и т.п.) Низковольтная система, кроме того, имеет значительно более высокий КПД и лучшие массогабаритные и экономические параметры. Эти вопросы подробно рассмотрены в работе [A1].

Скорость струи лежит в диапазоне единиц – десятков километров в секунду (миллиметров в микросекунду). Она существенно зависит от геометрии плазмотрона и давления газа, а так же разрядного тока. Представления о такой зависимости можно получить исходя из известного [67] выражения для аксиальной скорости v токового слоя плазмодинамического разряда: $v \sim I_{\max} / \sqrt{p}$, где $I_{\max}$ – амплитуда разрядного тока, а p -

начальное давление газа. Струя, разумеется, движется не как единое целое; разные её части перемещаются с разными радиальными и аксиальными скоростями. Поэтому под термином «скорость струи» понимают некую характерную среднюю скорость движения достаточно плотной плазмы.

Скорость струи, как правило, сверхзвуковая, т.е. концентрации, температуры и прочие параметры среды испытывают скачок на границе струи. Такой скачок называют плазменным фронтом.

Концентрация электронов в невозмущённой струе также существенно зависит от начальных условий. При токе разряда порядка килоампер и начальном давлении несколько десятков Торр типичные значения концентрации находятся, как правило, в диапазоне $10^{12}…10^{15}$ $см^{-3}$. Температура электронов практически всегда находится в интервале 1…10 эВ [2, 62, 64, 79]; при этом для не слишком низких начальных давлений (т.е. от десятков Торр и выше) можно считать, что температура находится в пределах 1…3 эВ. Для целей настоящей работы такая оценка представляется достаточной; нет необходимости в точном измерении значения температуры.

Итак, можно заключить, что основные параметры создаваемой МПК плазменной струи в зависимости от начальных условий могут лежать в довольно широких пределах. Поэтому перед исследованием разряда с плазменной инжекцией необходимо экспериментально определять основные параметры струи, создаваемой конкретным плазмотроном в конкретных условиях.

§1.5. Диагностика плазмы

Для исследования плазменно-инжекционного разряда необходимо знать параметры инжектируемой плазмы. Настоящий параграф посвящён обсуждению соответствующих диагностических методов.

Инжектируемая плазма в настоящей работе полагается незамагниченной. Это предположение необходимо экспериментально подтвердить, т.е. измерить величину индукции магнитного поля в области установки разрядного промежутка. Такое измерение является оценочным, поэтому его можно проводить возмущающим методом.

Наиболее простым является метод магнитных зондов (B-dot probe), суть которого состоит в следующем [82, 83]. Вместо разрядного промежутка в плазменную струю вносится небольших размеров катушка из нескольких витков, подключённая к осциллографу и шунтированная нагрузочным резистором. Величина (переменного) магнитного поля определяется по индукционному току.

Помимо замагниченности, интерес также представляют концентрация частиц (электронов/ионов и нейтральных атомов) в плазменной струе и скорость их дрейфового движения. При этом важно учитывать, что определение указанных величин является задачей вспомогательной. Поэтому необходимо выбрать такие методы, которые давали бы достаточное количество информации о параметрах плазмы, но не были бы чрезмерно сложны и дороги в реализации.

Задачу измерения скорости дрейфового движения частиц можно упростить, определяя вместо этого скорость движения плазменной струи. Ясно, что разные области струи имеют различную скорость. Поэтому будем говорить о средней скорости, понимая под этим скорость распространения достаточно плотной плазмы.

Определение концентраций частиц необходимо проводить сразу в объёме разрядного промежутка. При этом, как уже говорилось, используемый метод диагностики должен иметь достаточный динамический диапазон и обеспечивать измерение в режиме реального времени с временным разрешением не хуже 1 мкс. Необходимость работы в реальном времени связана с тем, что параметры плазмы могут заметно изменяться от одного срабатывания плазмотрона к другому; это обстоятельство затрудняет использование стробоскопических методов. При всех перечисленных требованиях диагностика с пространственным разрешением была бы, по всей видимости, слишком сложна, поэтому в настоящей работе параметры плазмы будут определяться интегрально в объёме разрядного промежутка.

Перейдём теперь к рассмотрению методов, позволяющих указанные измерения выполнить. К настоящему времени разработано большое количество методов диагностики плазмы [84 - 92]. Среди них выделяют, как правило, следующие наиболее распространённые группы:

- Квазистационарная зондовая диагностика
- Активная и пассивная корпускулярная диагностика
- Активная и пассивная оптическая диагностика (от ИК до УФ)
- Активная и пассивная СВЧ – диагностика

Здесь под пассивными методами понимается регистрация частиц, полей и излучений, создаваемых самой плазмой; в случае же активных методов в плазму вводятся излучения или пучки частиц и регистрируется отклик (коэффициенты прохождения, отражения, поглощения излучения, угол рассеяния частиц и т.п.)

Квазистационарная зондовая диагностика заключается во введении в плазму небольшого проводящего тела – зонда – и измерение его потенциала либо ВАХ. Требование квазистационарности позволяет отделить данный метод от СВЧ диагностики.

В нашем случае применению квазистационарного зондирования препятствует ряд обстоятельств, которые можно условно разделить на теоретические и практические. Первые, фактически, сводятся к тому, что построение корректной модели для интерпретации зондового сигнала оказывается сложнее основной задачи [90]. К практическим же сложностям следует отнести [89], в первую очередь, невозможность отделения зондового сигнала от помех и неприемлемое возмущение плазменной струи.

Пассивная корпускулярная диагностика либо не подходит для поставленных задач, либо же слишком сложна в реализации. Активные корпускулярные методы, кроме того, оказываются неинформативными при использовании их для диагностики низкотемпературной плазмы. Это связано с резким увеличением кулоновского сечения столкновений заряженных частиц при уменьшении их энергии [93].

Подходящие для измерения электронной концентрации оптические методы [92] предполагают регистрацию либо спектра, либо фотографии (интерферограммы). В любом случае результат регистрируется фоточувствительной матрицей, что при имеющемся оборудовании не позволяет достичь требуемого временного разрешения. Кроме того, высокая температура и концентрация газа в плазменной струе, временная нестабильность и мелкомасштабная турбулентность препятствуют применению многих методов оптической диагностики. Широкий диапазон изменения электронной плотности в ударно-сжатом слое во многих случаях не позволяет использовать простых приближений (корональная модель, частичное локальное термодинамическое равновесие). Указанные факторы усложняют применение оптической диагностики настолько, что она оказывается нерациональной для решения рассматриваемой задачи.

Отметим также, что ярко светящаяся область плазмодинамического разряда часто не совпадает [93] с областью плотной плазмы. Поэтому определение скорости плазменной струи оптическими методами может дать неприемлемую ошибку.

Применение пассивной СВЧ диагностике на практике ограничивается [91] измерением равновесной температуры плазмы.

Итак, для наших целей наиболее подходящим выглядит использование методов активной СВЧ-диагностики.

При активной СВЧ – диагностике в плазму вводится зондирующий сигнал от вспомогательного источника и измеряются коэффициенты его прохождения / поглощения / отражения. Указанные коэффициенты определяются геометрией системы и диэлектрической проницаемостью плазмы. Последняя несёт в себе информацию об искомых параметрах; в первую очередь – концентрации электронов и частоте их соударений.

Довольно широкий круг методов СВЧ диагностики заметно сужается специфическими условиями решаемой задачи:

1. Плазма существенно столкновительная. Поэтому, в частности, неприменим метод отсечки (для определения концентрации электронов), а также импульсная локация и определение скорости по эффекту Доплера (для определения скорости движения плазменной струи);
2. Измерения концентрации электронов следует проводить локально в объёме разрядного промежутка. Это обстоятельство исключает «методы свободного пространства» - просвечивание, локацию и др. [91];
3. Концентрация электронов и частота их соударений могут меняться в значительных пределах – на несколько порядков. С этим связаны трудности при использовании резонаторных и волноводных методов.
4. Определение концентрации электронов должно проводиться одновременно (синхронно) с наблюдением процесса коммутации.

Перечисленные условия вынуждают искать подходящий метод для определения электронной концентрации в первую очередь среди зондовых; при этом зонд и разрядный промежуток должны быть конструктивно совмещены. Однако специфика задачи всё равно приводит к необходимости разработки оригинального метода диагностики. Описание соответствующего метода и результаты его применения будут представлены в Главе 3.

Вместе с тем, измерение средней скорости плазменной струи можно провести известным зондовым методом. Способ его реализации представлен на рис. 1.5.1.

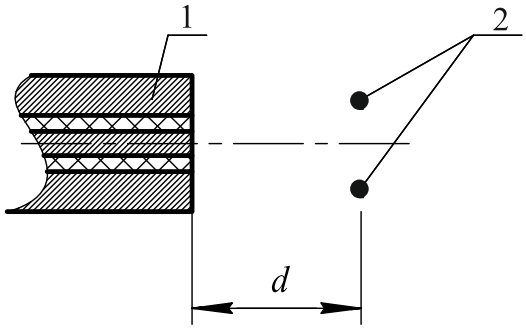


Рис. 1.5.1. Измерение средней скорости плазменной струи СВЧ – зондированием. Цифрами обозначены: 1 – плазмотрон, 2 – двухпроводная линия.

На некотором расстоянии d от торца плазмотрона (1) размещается зонд (2), представляющий собой отрезок двухпроводной линии. Линия находится в плоскости, перпендикулярной оси плазмотрона; один из концов линии подключается к генератору СВЧ – сигнала; другой соединяется с поглощающим детектором. Во время разряда линия пронизывается плазменным факелом. При этом прохождение через плоскость линии плотной

плазмы приводит к существенному уменьшению регистрируемой мощности (отсечке) за счёт отражения, поглощения и рефракции СВЧ волны.

Измерение задержки от начала разряда до отсечки при разном расстоянии d позволяет определить среднюю скорость плазменной струи. Минимизировать возмущение плазменной струи можно за счёт изготовления двухпроводной линии из проволок малого диаметра.

§1.6. Выводы по главе

1. Выполненная в рамках обзора классификация плазменно-инжекционных разрядов по напряжению и току показала, что тема исследована довольно фрагментарно. В области малой мощности такие разряды оказались исследованы явно недостаточно. Вместе с тем, именно в этой области лежат многие элементарные плазменные процессы, что обуславливает актуальность дальнейших исследований маломощных разрядов с плазменной инжекцией.

2. Была поставлена задача по экспериментальному исследованию процесса коммутации тока в маломощном плазменно-инжекционном разряде, горящем между двух электродов, включённых во внешнюю цепь. Исходя из поставленной задачи была выбрана конструкция экспериментальной установки и определены основные предъявляемые к ней требования.

3. Выполненный обзор существующих плазмотронов позволил установить, что наиболее подходящим в качестве инжектора является импульсный газоразрядный плазмотрон типа «магнитоплазменный компрессор» (МПК). Предложенная конструкция разрядного промежутка в виде полой преграды, размещаемой на пути создаваемой МПК плазменной струи, позволит достичь резкого нарастания и спада плотности плазмы в объёме разрядного промежутка..

4. Для исследования плазменно-инжекционного разряда необходимо проводить синхронную с разрядом диагностику инжектируемой плазмы. В частности, в объёме разрядного промежутка необходимо определять концентрации электронов и нейтральных атомов в широком динамическом диапазоне и режиме реального времени с разрешением на хуже 1 мкс. Выполненный обзор существующих методов диагностики показал, что существующие методы либо не удовлетворяют перечисленным требованиям, либо же слишком сложны и дороги в реализации. Это, в свою очередь, потребовало разработки оригинального метода диагностики.

ГЛАВА 2. Экспериментальная установка. Система плазменной инжекции.

§ 2.1. Планирование эксперимента

Для экспериментального исследования процесса коммутации необходимо было, прежде всего, создать систему плазменной инжекции. В настоящей главе даётся описание экспериментальной установки, рассматривается конструкция системы инжекции. Также приводятся результаты измерений некоторых параметров невозмущённой струи – средней скорости и замагниченности.

Обсудим, прежде всего, некоторые общие условия, в которых будут проводиться эксперименты.

В качестве **рабочего газа** был выбран сухой воздух. Несмотря на известные недостатки – неконтролируемый состав, окисление и т.п. – для первых экспериментов использование воздуха является вполне допустимым. Оно существенно упростило проведение эксперимента. Кроме того, основная масса литературных данных по исследованию, например, катодных процессов дугового разряда (см. §1.1) приводится либо для воздуха, либо для паров эрозии материала электродов в случае вакуумных дуг.

Характерные линейные **размеры разрядного промежутка** уже обсуждались. Сверху они ограничены величиной порядка сантиметра – эта величина определяется напряжением самопробоя, необходимостью согласования волновых сопротивлений промежутка и тракта, а также нежелательностью появления высших мод. Минимальные же размеры разумно ограничить на уровне нескольких миллиметров – исходя из возможной точности изготовления деталей и их тепловой стойкости. В настоящей работе использовались две конструкции разрядного промежутка – одна для совместной диагностики (Глава 3), другая – для детального исследования процесса коммутации (Глава 4). Поэтому конкретные конструкции рассмотрены в соответствующих главах.

Максимальное коммутируемое напряжение, как уже обсуждалось в § 1.3, определяется максимальным рабочим напряжением имеющихся измерительных приборов и ограничено величиной 600 В. Коммутацию тока в плазменно-инжекционном разряде необходимо исследовать в разных режимах, вплоть до режима самопробоя (пробоя в отсутствии инжекции). Поэтому напряжение самопробоя должно лежать в пределах указанных пределах.

Поскольку уже ясны характерные размеры электродной системы и напряжение самопробоя, можно определить **рабочее давление газа**. Такая оценка, выполненная в соответствии с законом Пашена, даёт значение порядка нескольких десятков Торр.

Кроме того, давление выбиралось с учётом параметров плазменной струи. Для этого вначале проводилось наблюдение за формой плазменной струи при работе МПК в широком диапазоне давлений – от 10^{-1} Торр до атмосферного. Форма плазменной струи исследовалась по светимости плазмы, посредством интегральных (экспозиция больше длительности разряда) и время-разрешённых (экспозиция 3 мкс, шаг 1 мкс) фотографий. В результате было установлено следующее. При низком давлении (менее 1 Торра) струя практически не сформирована: она представляет собой диффузное облако плазмы. Нередко разрядный ток замыкается через металлические стенки вакуумной камеры. Эрозия электродов при низком давлении повышена, часто происходит вылет капель металла. Ясно, что такой режим чрезвычайно неудобен. С другой стороны, при высоком (> 200 Торр) давлении скорость плазменной струи быстро падает с удалением от торца плазмотрона (§ 2.4). Из этих соображений величина давления в рабочей камере была выбрана равной 50 Торрам. Все описанные в настоящей работе эксперименты, если прямо не указано иное, выполнены при этом давлении.

Конструкция МПК была выбрана малогабаритной. Размеры МПК выбирались минимальными, но с ограничением по технологичности изготовлении и малому влиянию эрозии. Для дополнительного уменьшения эрозии применялись тугоплавкие, слабо поддающиеся абляции материалы электродов (лантанированный вольфрам) и диэлектрического разделителя (керамика на основе диоксида циркония). Выбранная конструкция оказалась вполне удачной: даже после всех экспериментов ($> 10^5$ разрядов) работоспособность плазмотрона не нарушилась; фотографии плазменной струи не показали каких-либо существенных изменений её формы.

Питание МПК осуществлялось от предложенной и разработанной автором специальной низковольтной системы. Главными преимуществами использования низковольтной системы являются: высокий КПД по сравнению с «классическими» высоковольтными системами, существенно меньшие масса и габариты, апериодичность разрядного тока. Использованная система питания обеспечила работу плазмотрона в условиях, близких к условиям работы МПК в работах других авторов [78, 80] - сопоставимый разрядный ток и его длительность. Это позволило сравнивать полученные при диагностике плазмы величинами с результатами, приведёнными в литературе.

Средняя скорость плазменной струи – важный параметр, существенно зависящий [65, 75] от геометрии плазмотрона, амплитуды и формы разрядного тока, состава и начального давления рабочего газа. Для используемой в настоящей работе конструкции плазмотрона литературных данных найти не удалось, поэтому потребовалось определить величину скорости экспериментально. Описание соответствующего эксперимента и полученных результатов приведено в § 2.4.

Степень замагниченности плазмы МПК было необходимо определить для последующего проведения СВЧ-диагностики, а также интерпретации результатов исследования процесса коммутации. Хотя коаксиальность конструкции МПК существенно снижает величину индукции магнитного поля в струе по сравнению с некоаксиальными конструкциями (см. §1.4), предположение о слабой замагниченности всё же следовало проверить на опыте. Соответствующий эксперимент описан в §2.5. Проведённые измерения показали, что индукция магнитного поля в струе мала, и влиянием поля можно пренебречь.

.

§2.2. Описание экспериментальной установки

Поскольку все эксперименты проводились при давлении ниже атмосферного, МПК и электродная система устанавливались в специальной вакуумной камере. Её конструкция в виде 3d-модели изображена на рис. 2.2.1.

Камера (1) подключалась через фланец (3) к системе откачки и напуска газа (на рисунке не показана), которая позволяла устанавливать и поддерживать рабочее давление с точностью ± 1 Торр. Воздух перед напуском в камеру дополнительно осушался.

Плазмотрон и электродная система вводились в камеру с противоположных фланцев. Они закреплялись на специальных подвижных столиках, что позволяло выставить МПК (6) и электродную систему (на рисунке не показана) соосно, а также изменять расстояние между ними. Сильфоны (5) позволяли делать это без разгерметизации.

Для гальванической развязки плазмотрона, вакуумной камеры и электродной системы устанавливались диэлектрические вставки (4). Такая развязка позволила существенно снизить уровень помех при измерениях.

Неиспользованные фланцы камеры закрывались иллюминаторами (2), позволявшими проводить визуальное наблюдение плазменной струи и ей фотографирование. При измерении скорости невозмущённой струи (§ 2.4) вместо двух противоположных иллюминаторов устанавливались герметичные диэлектрические фланцы, через которые в камеру вводилась зондирующая двухпроводная линия.

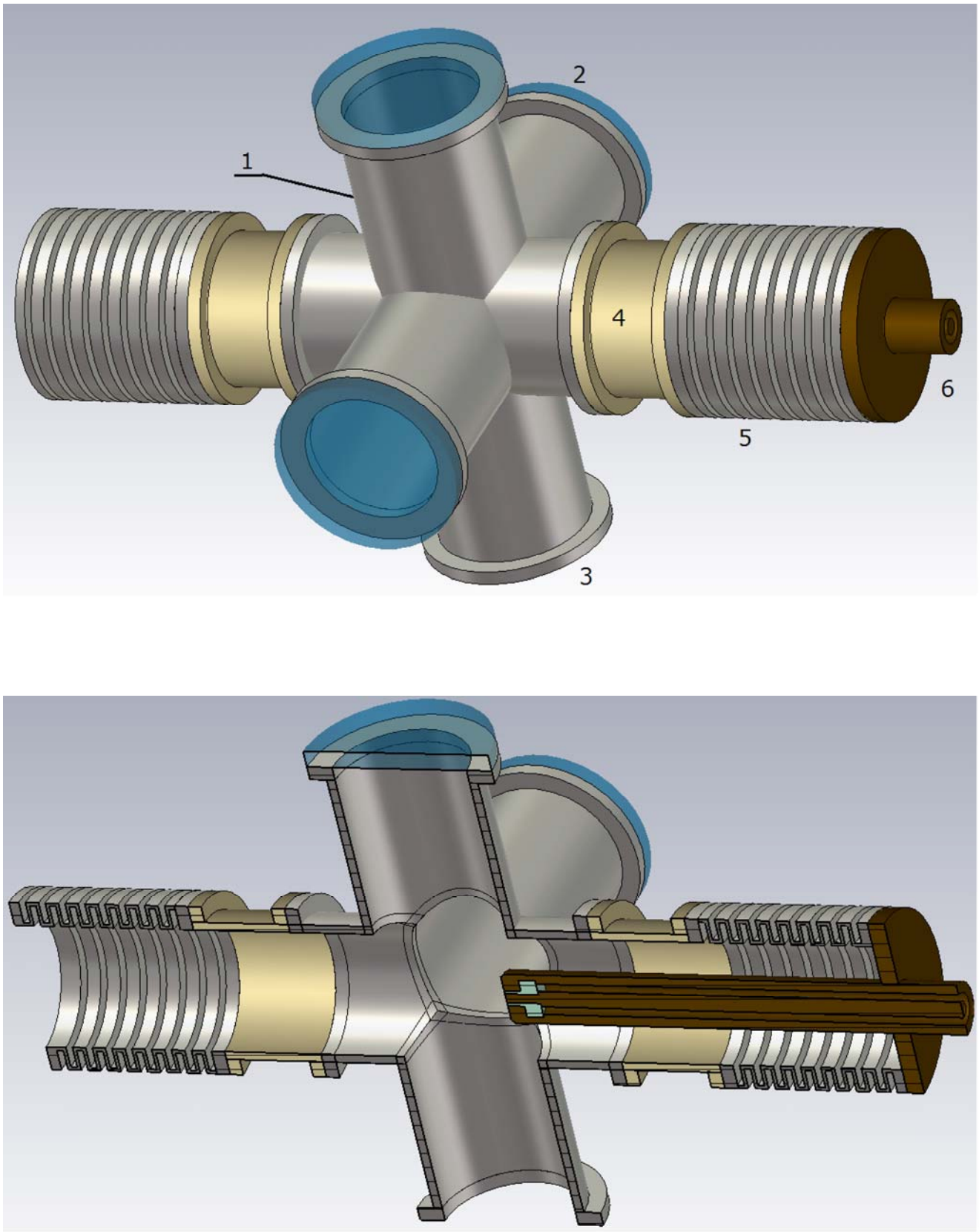


Рис. 2.2.1. Упрощенная 3d модель камеры: внешний вид (верхний) и вид в разрезе (нижний). Цифрами обозначены: 1 – корпус вакуумной камеры, 2 – иллюминаторы, 3 – выход к системе откачки и напуска, 4 – изолирующие вставки, 5 – сильфоны, 6 – установленный МПК. Электродная система не показана.

§2.3. Магнитоплазменный компрессор и система его питания

В качестве инжектора плазмы использовался миниатюрный магнитоплазменный компрессор с низковольтной системой питания.

Эскиз конструкции МПК и блок-схема системы его питания показаны на рис. 2.3.1, там же указаны основные размеры, определяющие геометрию плазмотрона.

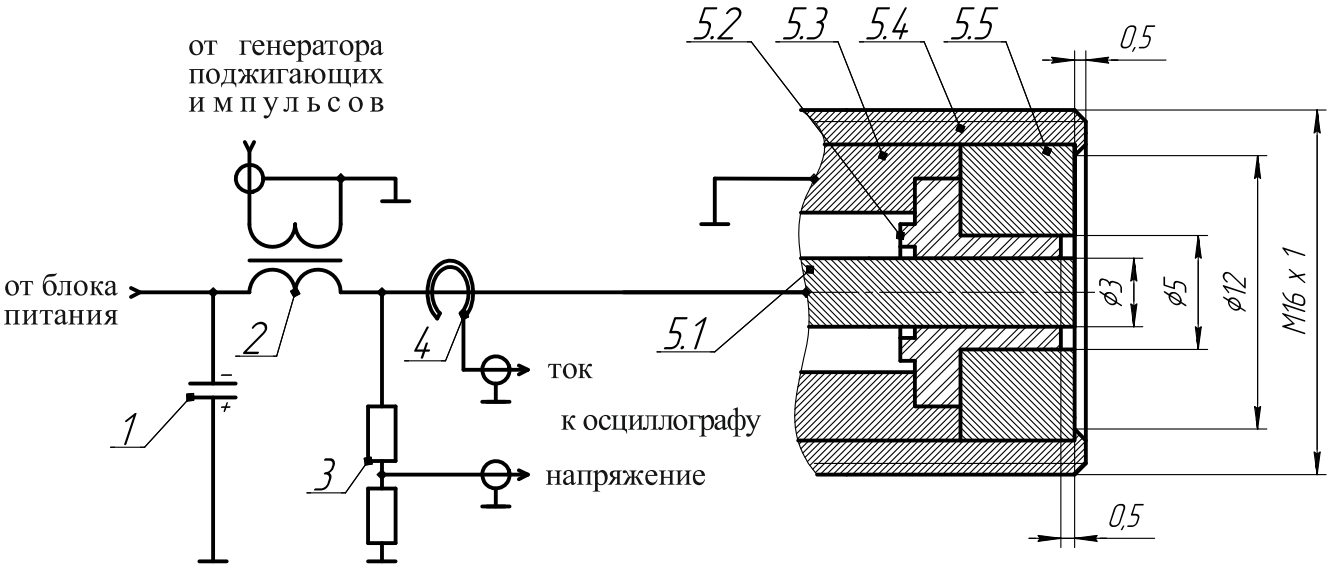


Рис. 2.3.1. Конструкция магнитоплазменного компрессора и блок-схема системы его питания. Цифрами обозначены: 1 – накопительный конденсатор, 2 – трансформатор последовательного поджига, 3 – делитель напряжения, 4 – пояс Роговского, 5 – МПК: 5.1 – центральный электрод (штырь из лантанированного вольфрама), 5.2 – диэлектрический разделитель из оксида циркония, 5.3 – внешний проводник подводящего коаксиала, 5.4 – корпус, 5.5 – периферийный электрод (шайба из лантанированного вольфрама). На данном рисунке рабочий торец плазмотрона справа.

Блок-схема низковольтной системы питания состоит из накопительного конденсатора (1), заряжаемого от блока питания, трансформатора последовательного поджига (2); делителя напряжения (3) и пояса Роговского (4) для регистрации напряжения и тока.

Блок питания обеспечивает зарядку накопительной емкости до заданного напряжения, величину которого можно было регулировать в пределах (0…300) В. Накопительная емкость величиной ≈ 2500 мкФ была выполнена в виде батареи специальных алюмооксидных конденсаторов, обладающих малым эквивалентным последовательным сопротивлением и способных выдерживать большие импульсные разрядные токи.

Для управляемой инициации разряда в плазмотроне использовалась система последовательного поджига. В цепь питания МПК последовательно включена вторичная

обмотка трансформатора; на первичную же обмотку подается запускающий импульс от соответствующего генератора. Высоковольтный импульс, наведенный во вторичной обмотке, вызывает пробой плазмотрона и, затем, разряд на него основного накопительного конденсатора. Характерные параметры наведенного импульса напряжения: амплитуда ≈ 15 кВ, длительность ≈ 100 нс. Этих величин оказывается вполне достаточно, чтобы обеспечить устойчивый пробой плазмотрона в воздухе при давлении в пределах от 10^{-1} Торр до атмосферного.

Все элементы системы питания МПК выполнялись в конструктиве коаксиального тракта. Это позволило существенно снизить уровень наводок, возникающих в измерительных цепях при разряде плазмотрона. Для дополнительного подавления синфазных мод на коаксиальный тракт также устанавливались ферритовые кольца – супрессоры, выполнявшие функцию индуктивных фильтров.

Определение тока разряда МПК было необходимо по двум причинам. Во-первых, ток плазмотрона – удобный репер, относительно которого можно описать динамику всех прочих наблюдаемых процессов, поскольку именно под действием разрядного тока происходит генерация и ускорение плазмы. Во-вторых, знание характерной величины разрядного тока позволяет сопоставлять получаемые результаты с литературными данными, полученными в похожих режимах.

Величина тока в цепи питания плазмотрона определялась при помощи калиброванного пояса Роговского, работавшего в режиме трансформатора тока и также встроенного в коаксиальный тракт. Осциллограмма тока разряда МПК при различных начальных напряжениях накопительного конденсатора приведена на рис. 2.3.2, а. Разряд, как видно, носит апериодический характер. С увеличением начального напряжения форма тока не претерпевает видимых изменений, а амплитуда увеличивается в прямой пропорции (рис. 2.3.2, б).

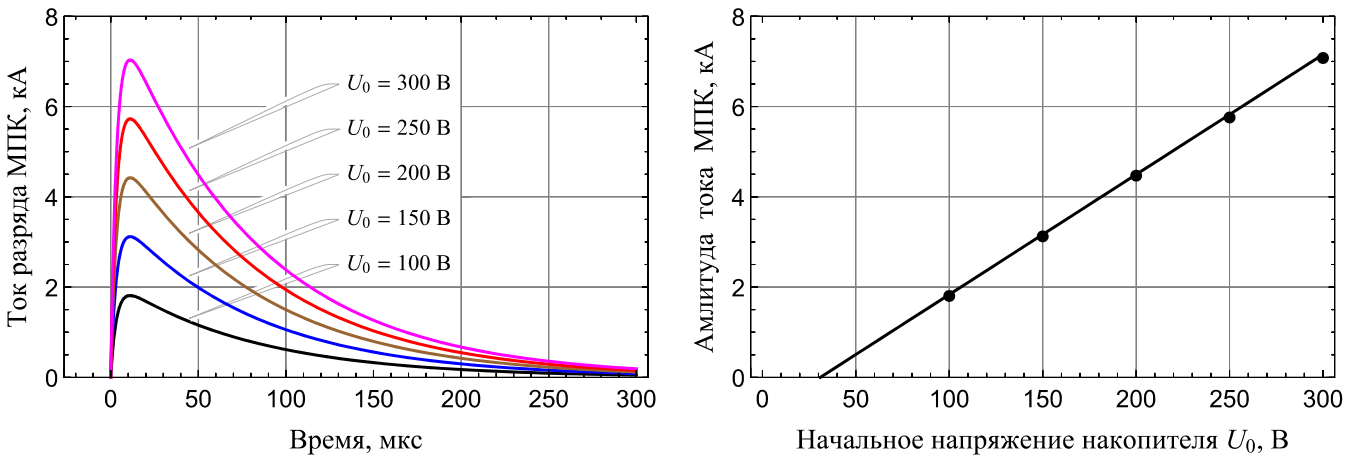


Рис. 2.3.2. Ток разряда МПК: осциллограмма (слева) и зависимость амплитуды от начального напряжения накопителя U_0 (справа).

Довольно быстро (≈ 20 мкс) после начала разряда падение напряжения на плазмотроне (рис. 2.3.3, а) снижается и стабилизируется на уровне ≈ 35 В вне зависимости от разрядного тока. Интегрирование мгновенной мощности позволяет определить энергию, выделяющуюся на плазмотроне за одно срабатывание. Зависимость энерговклада от начального напряжения накопителя, как видно из рис. 2.3.3, б, также можно считать прямо пропорциональной.

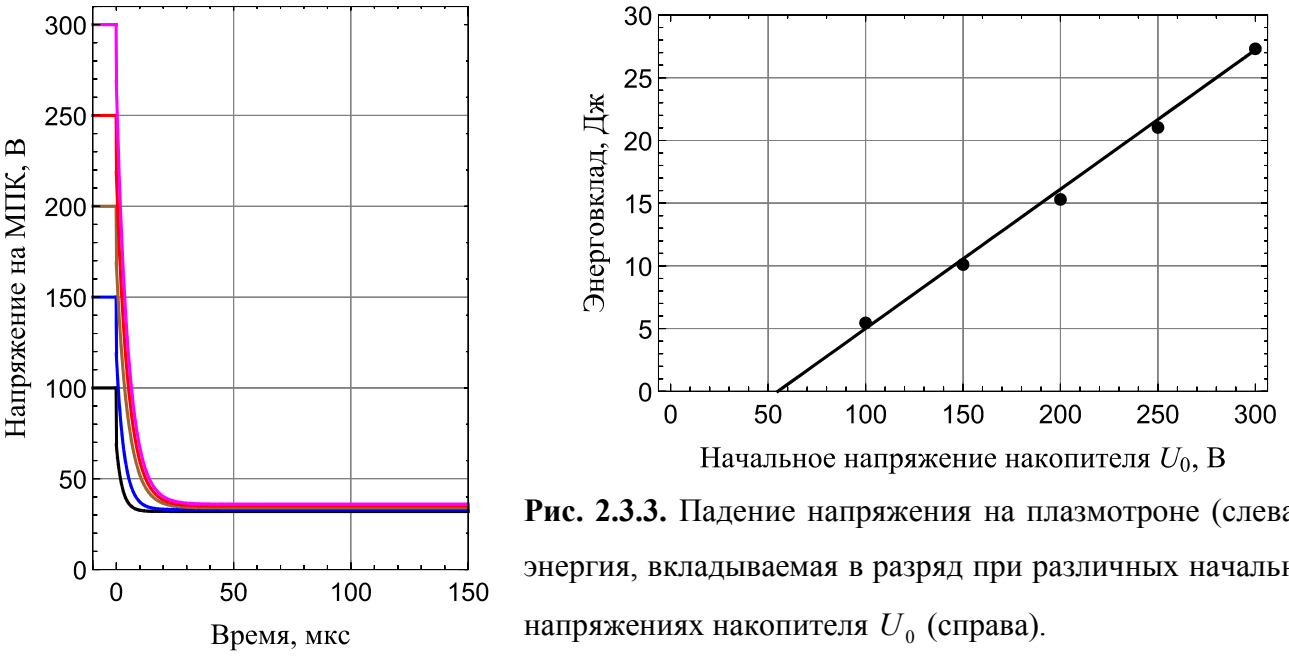


Рис. 2.3.3. Падение напряжения на плазмотроне (слева) и энергия, вкладываемая в разряд при различных начальных напряжениях накопителя U_0 (справа).

На рис. 2.3.4 представлена интегральная фотография невозмущённой плазменной струи, снятая через иллюминатор вакуумной камеры. Струя, как видно, имеет достаточную длину и симметричность. При нескольких срабатываниях плазмотрона форма струи от раза к разу не претерпевает заметных изменений.

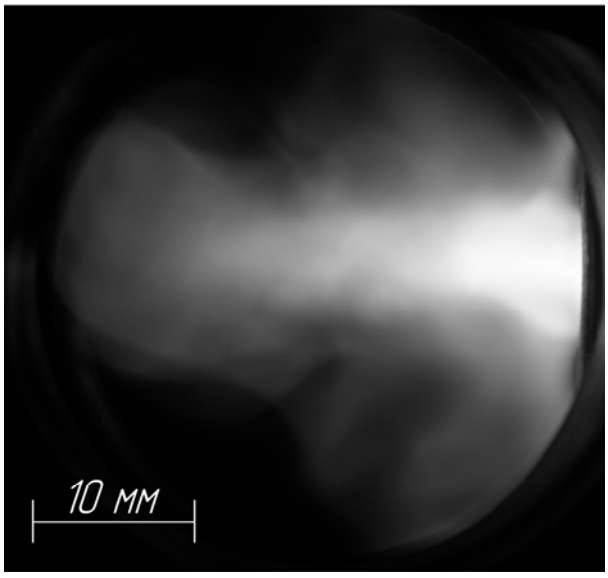


Рис. 2.3.4. Интегральная фотография невозмущённой плазменной струи МПК при начальном давлении 50 Торр. Плазмотрон расположен справа; съёмка производилась в спектральном диапазоне (525±5) нм.

§ 2.4. Определение скорости невозмущённой плазменной струи

Для определения скорости струи использовался рассмотренный ранее в §1.5 метод СВЧ – зондирования, основанный на эффекте отсечки. Для этого в плоскости, перпендикулярной оси плазмотрона и удалённой от его торца на некоторое расстояние, располагался зонд, регистрировавший прохождение сильноионизованной плазмы. Измерялась задержка распространения, т.е. время от начала разряда МПК до прихода плазмы в плоскость зонда при различном расстоянии между зондом и плазмотроном. По измеренной задержке определялась скорость плазменной струи.

Ясно, что разные области плазменного факела могут иметь различную скорость движения. Поэтому будем говорить о средней скорости, понимая под этим скорость распространения плазмы с концентраций электронов, достаточной для отсечки.

Зонд представлял собой отрезок двухпроводной линии, подключённой одним концом к генератору СВЧ сигнала, а другим – к поглощающему детектору, который регистрировал прошедшую мощность. Во время разряда линия пронизывалась плазменным факелом. При этом прохождение через плоскость линии сильноионизованной плазмы приводило к существенному уменьшению регистрируемой мощности (отсечке). Во всех описываемых экспериментах частота СВЧ сигнала составляла 16 ГГц, а прохождение плазмы определялось по снижению мощности в 2 раза (уровень -3 дБ). Типичные осциллограммы разрядного тока и прошедшего через линию СВЧ сигнала представлены на рис. 2.4.1.

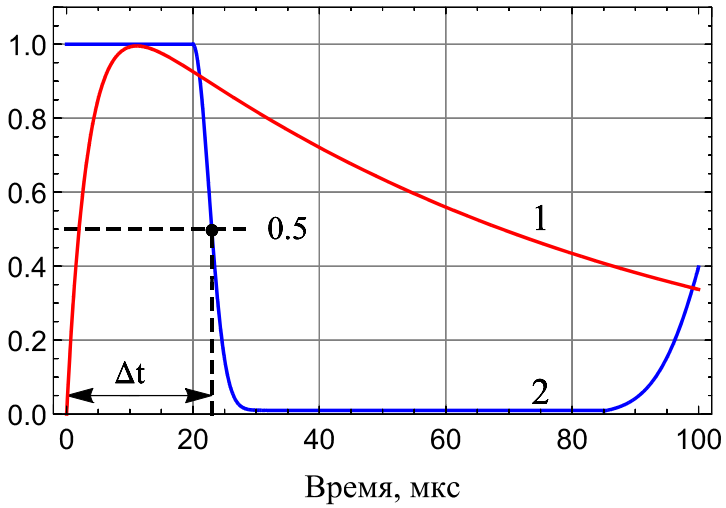


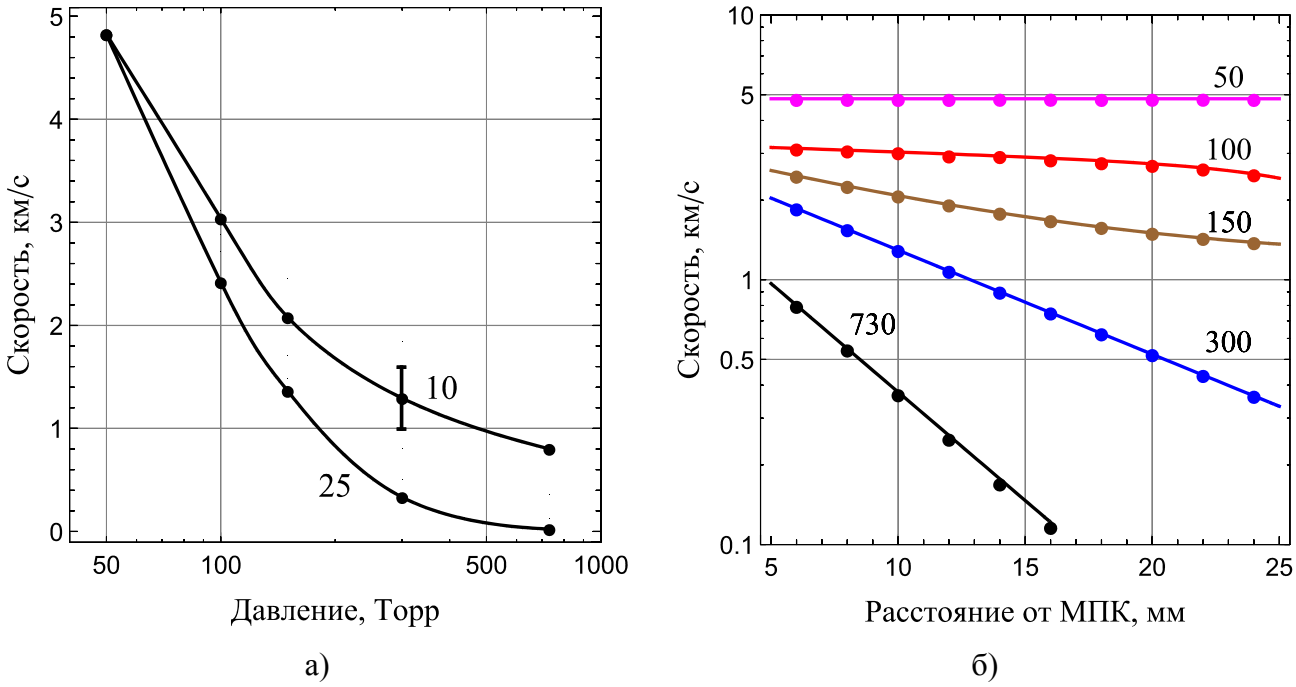
Рис. 2.4.1. Осциллограммы тока МПК (1) и прошедшей СВЧ мощности (2). Обе кривые нормированы на свои максимальные значения. Пунктиром отмечена задержка прохождения (Δt) плазмы до плоскости зондовой линии.

Линия была изготовлена из вольфрамовых проволок диаметром 50 мкм, натянутых параллельно друг другу на расстоянии 10 мм. Проведённое численное моделирование показало, что такой зонд обладает достаточным (~1-2 мм) пространственным разрешением. Кроме того,

малый диаметр проволок приводит к минимальному возмущению плазмы, а их материал позволяет при малом диаметре обеспечить необходимое натяжение.

Сильфонный ввод плазмотрона в вакуумную камеру позволял плавно перемещать его в осевом направлении без разгерметизации системы; при этом расстояние от торца МПК до плоскости зондирующей линии можно было изменять в пределах 5…25 мм.

Полученные зависимости скорости от расстояния до торца плазмотрона и начального давления представлены на рис. 2.4.2



а) б)

Рис. 2.4.2. Зависимость скорости струи от начального давления газа (а) и расстояния от торца МПК до зондовой линии (б). Числами у кривых указаны: на рис. а) - расстояние [мм], на рис. б) - давление [Торр]; точки – эксперимент, кривая – интерполяция.

В результате измерений было установлено, что при начальном давлении 50 Торр скорость струи практически не уменьшается в пределах рабочего расстояния. При этом с увеличением амплитуды тока разряда МПК величина скорости пропорционально возрастает (рис. 2.4.3). При максимально возможной для данной установки амплитуде тока 7 кА скорость составила ~ 5 км/с. Полученные результаты хорошо согласуются с литературными данными [64, 67, 81 и др.] с учётом различий в геометрии плазмотронов, а также с известной [67] теоретической зависимостью $v \sim I_{max}/\sqrt{p}$, где v - скорость плазменной струи, I_{max} - амплитуда разрядного тока; p - начальное давление газа.

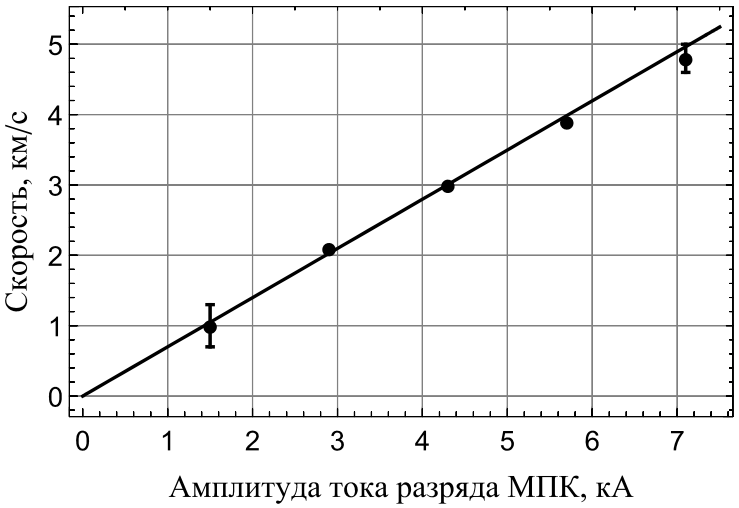


Рис. 2.4.3. Зависимость средней скорости невозмущённой плазменной струи от амплитуды тока разряда МПК при начальном давлении 50 Торр.

§ 2.5. Оценка степени замагниченности плазмы

Для правильной интерпретации дальнейших результатов СВЧ - диагностики плазмы, создаваемой МПК, необходимо было определить степень её замагниченности.

Магнитное поле в плазме можно считать [88] пренебрежимо малым, если гиромагнитная частота электрона f_H много меньше частоты зондирующего излучения f и частоты электронных соударений ν: $f_H << f$; $f_H << \nu$.

В приближении слабоионизованной плазмы ν можно считать зависящей только от концентрации нейтралов (столкновения с ионами несущественны). Оценку снизу для ν можно получить, считая концентрацию нейтралов в плазменной струе такой же, как и в невозмущённом окружающем газе при комнатной температуре. Такая оценка для воздуха при нормальных условиях даёт [94] значение $\sim 2\times 10^{11}\,Гц$. СВЧ зондирование будет выполняться (см. Главу 3) на существенно меньшей частоте $f = 8\times 10^{9}\,Гц$.

Выбирая более строгое выражение $f_H << f$, получаем условие малости для индукции поля: $B << B_{крит} = \dfrac{2\pi m f}{e} \approx 0.2 Тл$, где e и m - заряд и масса электрона соответственно.

Определение величины магнитного поля посредством численного моделирования затруднено, поскольку не известно точное распределение плотности тока в плазме. Поэтому величина индукции измерялась экспериментально.

Для измерения магнитного поля использовался известный [82, 83] метод магнитного зондирования. В плазму вводился зонд, представляющий собой отрезок коаксиального кабеля с подключённым на одном из его концов небольшим (ϕ 3 мм) витком тонкого (ϕ 0.3 мм) провода. Другой конец кабеля подключался к осциллографу. Виток мог располагаться в трёх перпендикулярных плоскостях для измерения соответствующих компонент поля; расстояние от

центра витка до среза МПК составляло ≈ 10 мм. Виток помещался в диэлектрический чехол, предохранявший его наводок, связанных с воздействием плазмы.

Для интерпретации сигнала с магнитного зонда необходимо провести электротехнический анализ его работы. Для этого изобразим эквивалентную схему, как это показано на рис. 2.5.1. Здесь виток представлен в виде индуктивности L, пронизываемой внешним магнитным полем, а осциллограф – в виде сопротивления нагрузки r, включённого параллельно L. Входной ёмкостью осциллографа и переходными процессами в соединительном кабеле пренебрегаем, поскольку при характерной длительности исследуемых процессов в десятки микросекунд их влияние несущественно.

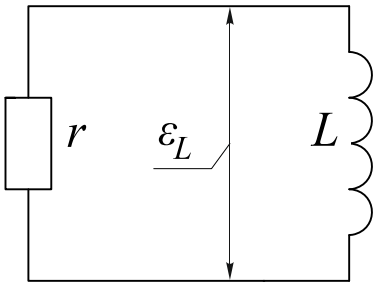


Рис. 2.5.1. Эквивалентная схема для описания работы магнитного зонда.

Абсолютная величина регистрируемого сигнала, т.е. ЭДС на витке $\varepsilon_L = \frac{d\Psi}{dt} = S\frac{d\left(B(t)\cos\alpha + \delta B(t)\right)}{dt}$, где S – площадь витка, α - угол между векторами индукции поля и нормали к плоскости витка, $B(t)$ – измеряемая индукция внешнего поля, $\delta B(t)$ - индукция поля, создаваемого током, текущим по витку. Будем считать, что $\cos\alpha \approx 1$, $\delta B(t) << B(t)$, а $B(t)$ пропорционально мгновенному току через плазмотрон, т.е. в первом приближении нарастает линейно от 0 до $B_{\max}$ за время τ, составляющее порядка 10 мкс. Тогда $\varepsilon_L = \frac{SB_{\max}}{\tau}$, а ток, текущий по витку, $i = \frac{\varepsilon_L}{r} = \frac{SB_{\max}}{r\tau}$. Условие $\delta B(t) << B(t)$ выполняется, если $B_{\max} >> \frac{\delta\Psi}{S} = \frac{Li}{S} = \frac{LB_{\max}}{r\tau}$. Это вполне ожидаемый результат: для корректных измерений необходимо, чтобы постоянная времени rL - цепи, равная $\frac{L}{r}$, была много меньше характерного времени τ изменения индукции внешнего поля. В нашем случае $L \approx 5\ нГн$, $r = 50\ Ом$, откуда $\frac{L}{r} \approx 10^{-10}\ сек << \tau \approx 10^{-5}\ сек$.

Магнитное поле, таким образом, можно считать пренебрежимо малым, если при измерениях получено $\varepsilon_L << \varepsilon_{крит} = \frac{SB_{крит}}{\tau} \approx 0.5\ В$.

Проведённые измерения показали, что амплитуда сигнала с магнитного зонда при любой его ориентации составляет менее 10 мВ, т.е. условие малости магнитного поля выполнено и его влиянием на диэлектрическую проницаемость плазмы при СВЧ - диагностике можно пренебречь.

ГЛАВА 3. Взаимодействие плазменной струи и электродной системы

§ 3.1. Общие замечания

Для дальнейших исследований процесса коммутации тока необходимо было прежде всего определить параметры инжектированной плазмы. Как уже обсуждалось, при торможении плазменной струи на преграде параметры плазмы существенно изменяются. В особенности это относится к концентрациям частиц, которые существенно меняются в результате компрессии в ударно-сжатом слое и последующей разгрузки («выноса»). Поэтому в настоящей главе исследуется процесс торможения плазменной струи на электродах разрядного промежутка (далее - электродной системе), а интересующие концентрации измеряются экспериментально.

Проведённый в §1.5 анализ существующих методов диагностики показал, что при таких требованиях (все измерения проводятся за одно срабатывание плазмотрона, т.е. в реальном времени; с достаточным разрешением по времени и широким динамическим диапазоном измеряемых величин, в локальной области пространства) применить эти методы не представляется возможным. Поэтому был разработан оригинальный способ, являющийся, по сути, вариацией известной [85, 91] группы резонаторных методов СВЧ – диагностики. Одним из существенных его отличий является размер резонатора, который не превышает характерные размеры плазмы, а, наоборот, заметно меньше их. Фактически, миниатюрный резонатор, конструктивно совмещённый с электродной системой, вводится в плазменную струю. Поэтому предлагаемый метод назван зондовой диагностикой, а резонатор, соответственно, - зондом. Совмещение в одном устройстве и электродной системы, и средства диагностики позволяет принципиально повысить достоверность измерений, поскольку вносимые в струю возмущения в этом случае не оказывают никакого влияния.

Ясно, что любые зондовые измерения являются косвенными. Поэтому для интерпретации зондового сигнала необходимо предварительно определить связь между параметрами плазмы и величинами, непосредственно измеряемыми в эксперименте, т.е. произвести градуировку зонда. В описываемом методе такими величинами являлись прошедшая через зонд и отражённая от него мощность СВЧ – сигнала.

Произвести градуировку экспериментально, т.е. создавая внутри зонда плазму с известными параметрами, или же аналитическим решением уравнений Максвелла с соответствующими граничными и материальными условиями не представлялось возможным. Поэтому был выбран способ численного моделирования, при котором указанные уравнения решались численно. Реализовать его удалось за счёт использования современных средств вычислительной техники.

Для проведения численного эксперимента необходимо было, прежде всего, выбрать математическую модель для описания плазмы. Результаты измерений замагниченности плазмы в струе МПК, полученные в предыдущей главе, показали, что величиной магнитного поля можно пренебречь. Это позволило использовать весьма простую модель Друде [88] для описания комплексной диэлектрической проницаемости плазмы (§ 3.2).

Конструкция зонда выбиралась из соображений технологичности его изготовления, а геометрические размеры и частота зондирующего СВЧ - сигнала – в соответствии с ожидаемым диапазоном, в котором лежат измеряемые параметры плазмы. Конструкция описывается в § 3.3; там же рассмотрены методы контроля правильности изготовления зонда.

После выбора конструкции было выполнено численное моделирование градуировочных характеристик зонда при заполнении его плазмой с различными значениями концентрации электронов и частоты их столкновений с нейтралами. Особенности и характерные результаты моделирования приведены в § 3.4.

Проведённое моделирование определило диапазоны изменения прошедшей и отраженной от зонда мощности в ответ на изменение параметров заполняющей его плазмы. Исходя из этих величин была разработана система питания зонда и регистрации зондового сигнала, описанная в § 3.5.

Для вычисления параметров плазмы по полученным экспериментальным данным была предложена оригинальная методика обработки зондового сигнала – т.н. обратное преобразование. Оно описано в § 3.6; там же рассмотрены источники погрешности метода и их величины.

Наконец, в § 3.7 представлены результаты, полученные при помощи описанного метода зондовой диагностики. Эти результаты были получены без коммутации, т.е. никакого постоянного смещения на зонд не подавалось и состояние плазмы гарантированно не искажалось коммутируемым током. Там же рассмотрен ряд второстепенных вопросов: проведено сравнение результатов диагностики с областью осуществимости обратного преобразования, показана правомерность использования приближения слабоионизованной плазмы, сопоставлены результаты зондовой диагностики с результатами измерения оптической светимости плазмы в объёме зонда.

В § 3.8 предложена модификация системы питания и регистрации зондового сигнала, позволившая одновременно с зондовым измерением обеспечить и исследовать процесс коммутации. Результаты такой синхронной диагностики приведены в § 3.9.

§ 3.2. Элементарная модель плазмы

Комплексную диэлектрическую проницаемость плазмы на заданной частоте ω в отсутствии магнитного поля можно в первом приближении выразить известной [91] зависимостью

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega), \text{ где } \varepsilon'(\omega) = 1 - \frac{\omega_{Le}{}^2}{\omega^2 + \nu^2} \text{ и } \varepsilon''(\omega) = \frac{\omega_{Le}{}^2}{\omega^2 + \nu^2} \times \frac{\nu}{\omega}. \quad (3.2.1)$$

При этом частота Ленгмюра ω_{Le} определяется концентрацией электронов в плазме: $\omega_{Le} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m\varepsilon_0}}$, где e и m - заряд и масса электрона, ε_0 - диэлектрическая постоянная; влиянием ионной компоненты можно пренебречь в силу существенного отличия масс.

Приведённые выражения справедливы [88] только в приближении слабоионизованной плазмы, т.е. для случаев, когда существенны лишь столкновения электронов с нейтралами. Тогда частоту ν электронных столкновений можно считать независящей от напряжённости поля и, соответственно, от скорости движения электронов. В этом случае она определяется лишь составом газа и его плотностью: $\nu = \alpha n_n$. Здесь n_n - концентрация нейтралов, α - коэффициент, значение которого для воздуха составляет $1.2 \times 10^{-7} \frac{см^3}{с}$ [94].

Проведённый обзор работ по экспериментальному исследованию параметров плазмы в струях МПК, как невозмущённых [см., например, 64], так и взаимодействующих с преградами [62 - 64], показал, что приближение слабой ионизованности выполняется. Подробнее этот вопрос рассмотрен в § 3.7.

При прохождении СВЧ волны через плазму изменение концентрации электронов и/или частоты столкновений влечёт за собой изменение её диэлектрической проницаемости, что в свою очередь приводит к изменению коэффициентов прохождения и отражения волны. Из (3.2.1) следует, что при неизменной геометрии зонда величины концентрации и частоты столкновений однозначно определяют коэффициенты прохождения и отражения мощности в плазме. Таким образом, для определения концентрации и частоты столкновений необходимо решить обратную задачу – т.е. найти их по измеренным в эксперименте коэффициентам прохождения и отражения.

§ 3.3. Конструкция зонда и контроль правильности его изготовления

Конструкция зонда выбиралась из соображений технологичности его изготовления. Зонд представлял собой небольшую (ϕ6 х 10 мм) металлическую трубку, являющуюся фактически, отрезком цилиндрического волновода. В один из концов волновода вводилась петля связи, образованная общим внутренним проводником сложенных вместе подходящей и отходящей коаксиальных линий. Другой конец был обращён к рабочему торцу МПК: так волновод заполнялся набегающей плазмой.

Частота зондирующего СВЧ сигнала была выбрана равной 8 ГГц. Для такой частоты волновод является существенно запредельным, и излучение СВЧ волн за пределы зонда мало.

Конструктивно зонд состоял из трёх частей – основной части, муфты и насадки. Основная часть представляла собой отрезок полужёсткого коаксиального кабеля РК50-2-25, сложенный пополам. На одном из концов полученной пары кабелей формировалась петля связи, выполненная из их общего оголённого центрального проводника; другие концы разделывались в разъёмы для подключения зонда к системе питания. Получившаяся сборка герметично монтировалась на фланец. Насадка образовывала описанный ранее волновод; муфта позволяла крепить и центрировать насадку. Эскиз конструкции зонда и его 3d – модель приведены на рисунках рис. 3.3.1 и рис. 3.3.2 соответственно. На рис. 3.3.3 показана фотография изготовленной основной части зонда.

Ясно, что насадка является препятствием на пути плазменного потока и потому вносит в него возмущения. При этом для получения более ясных и повторяющихся результатов измерений на входе в зонд поток необходимо по возможности ламинаризировать. Этого удалось достигнуть за счёт конусной части втулки; характерная картина обтекания насадки струёй определялась фотографически.

Для дополнительной проверки предложенного метода диагностики одновременно регистрировалось оптическое излучение плазмы из области зондирования. Для этого в насадке было предусмотрено небольшое (ϕ2 мм) отверстие. Оптическое излучение выводилось из отверстия за пределы вакуумной камеры посредством жёсткого оптоволокна с углом зрения ~ 1 стер. С выхода оптоволокна свет проецировался на катод фотоумножителя (ФЭУ), чувствительного к свету видимой части спектра. Сопоставление результатов СВЧ – диагностики и сигнала с ФЭУ показало качественно близкую картину изменения концентраций электронов и нейтралов и оптической светимости плазмы. Подробнее эти результаты рассмотрены в § 3.7.

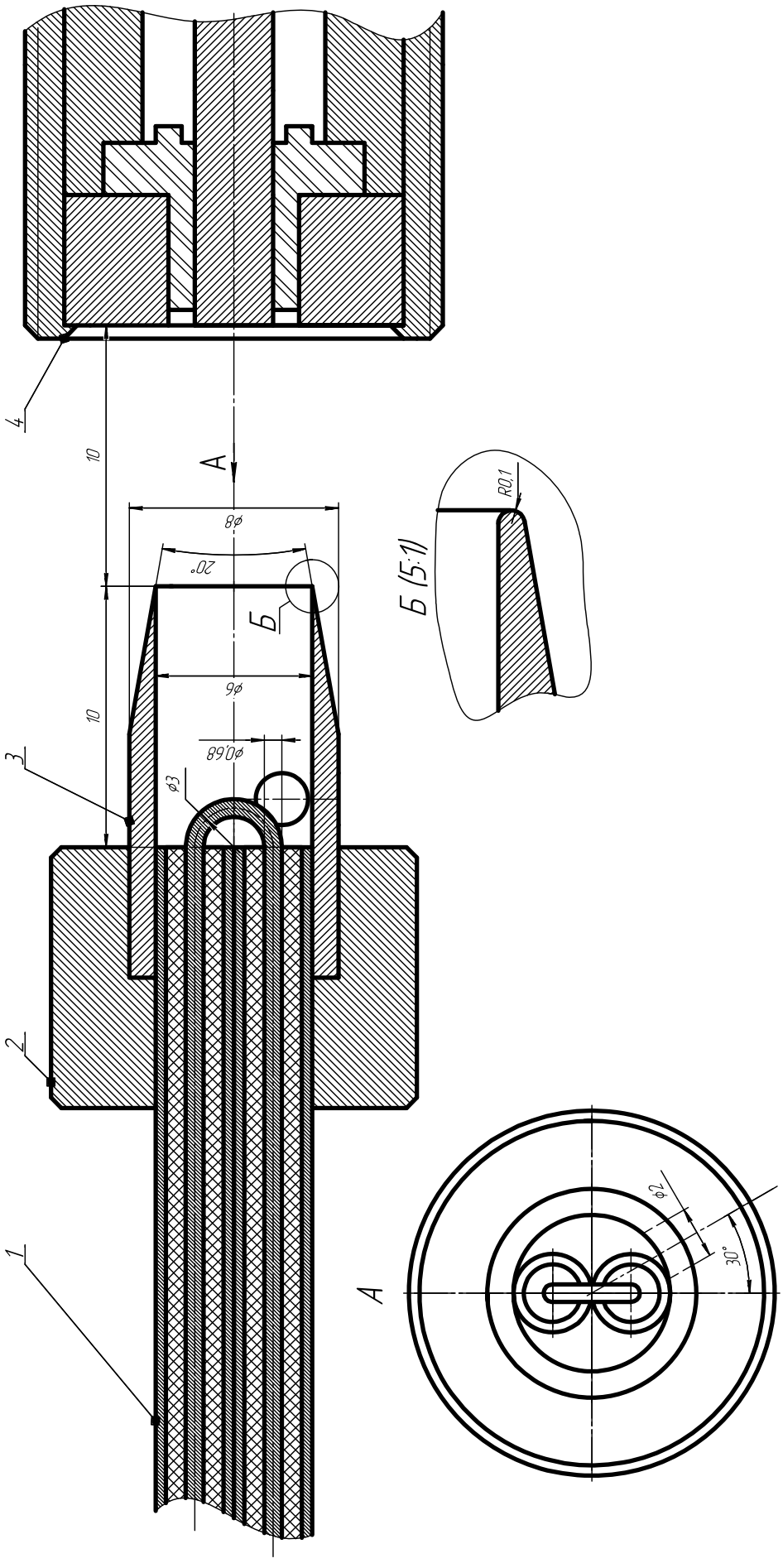


Рис. 3.3.1. Эскиз конструкции зонда и его расположение по отношению к МПК. Цифрами обозначены: 1- основная часть зонда (фланец – по рисунку слева; не показан), 2 – муфта, 3 – насадка, 4 - МПК.

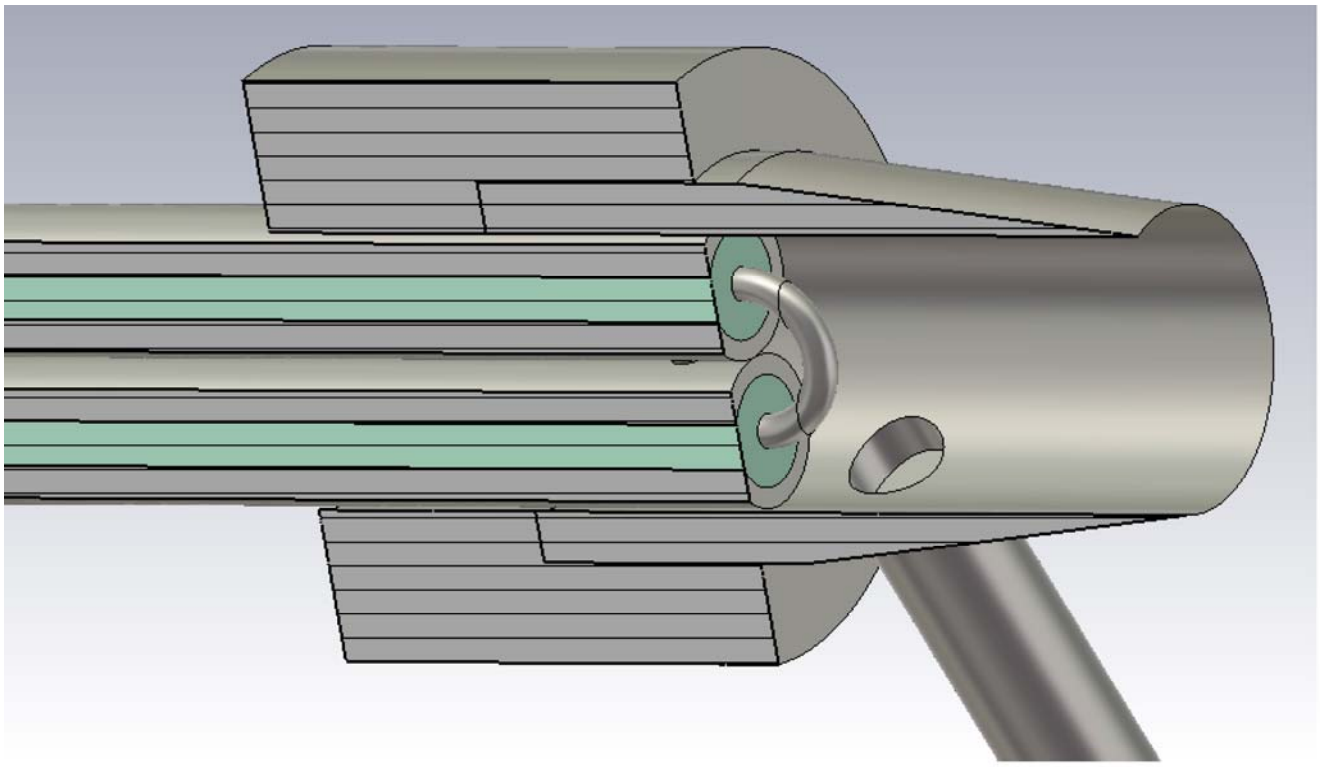


Рис. 3.3.2. 3d – модель зонда (вид в разрезе; показано положение оптоволокна).

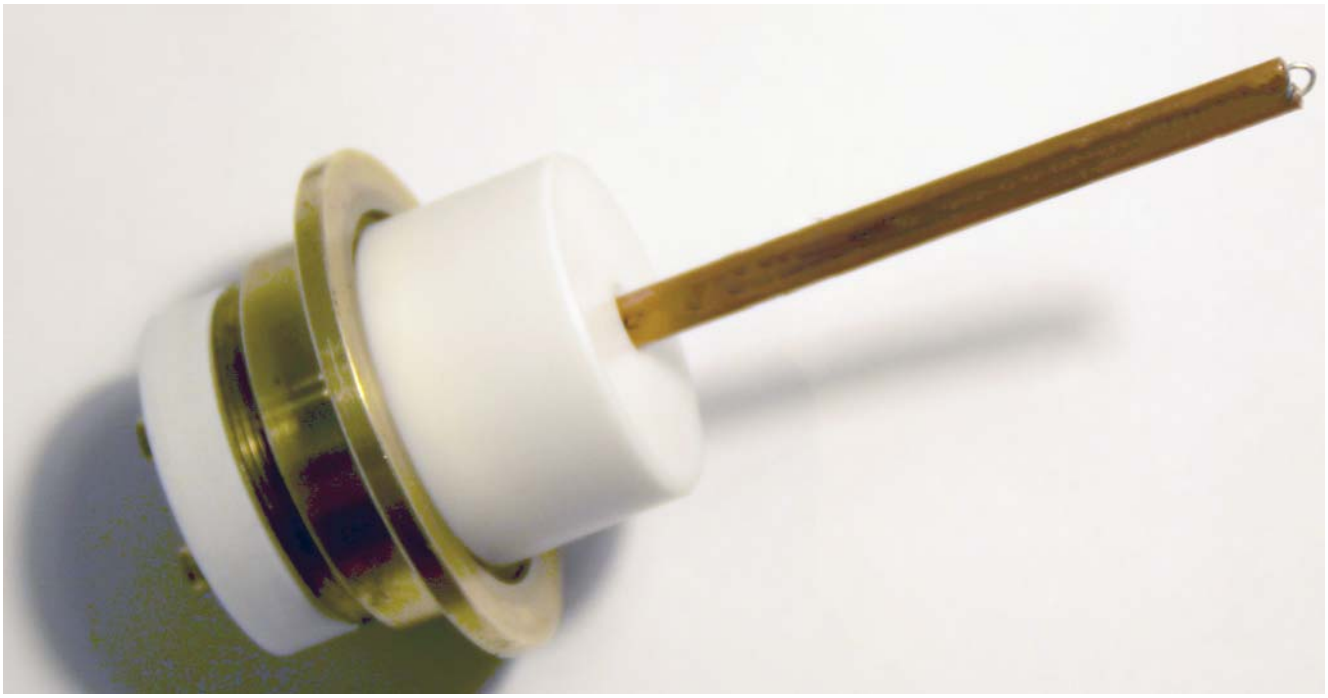


Рис. 3.3.3. Фотография основной части зонда (муфта и насадка сняты)

Градуировочные характеристики зонда, т.е. зависимости его S – параметров от концентрации и частоты столкновений электронов, определялись при помощи численного моделирования (см. §3.4). Поэтому после изготовления зонда необходимо удостовериться, что

его геометрия соответствует 3d-модели; в противном случае реальные характеристики могут существенно отличаться от полученных в расчёте.

Для проверки правильности изготовления использовались два метода. В первом методе определялась реальная геометрия зонда. Для этого было произведено трёхмерное сканирование зонда при помощи системы ATOS III Triple Scan, позволившей получить трёхмерное изображение с пространственным разрешением 10 мкм. На основе снятого изображения была построена уточнённая 3d-модель и выполнен повторный расчёт S-параметров. В результате было установлено, что при выбранной дискретизации параметров n_e и ν обнаруженные отличия реальной геометрии зонда от изначально запланированной не оказывают существенного влияния на его градуировочные характеристики. Тем не менее, в дальнейших расчётах использовались результаты, полученные из уточнённой модели.

Поскольку при сканировании определялась лишь геометрия зонда, но не было возможности определить, например, диэлектрическую проницаемость изолятора – фторопласта, качество разделки зондового кабеля в разъёмах и прочие сугубо электрические параметры, был реализован второй метод контроля.

Во втором методе измерялись S-параметры зонда без заполнения его плазмой в обзорной (0…10 ГГц) и рабочей (8.0±0.1ГГц) полосах частот. При этом зонд находился в вакуумной камере (воздух, 50 Торр). Результаты измерений сопоставлялись с результатами численного моделирования. Было установлено, что в пределах погрешности расчётные и измеренные S – параметры зонда совпадают. В результате был сделан вывод о возможности дальнейшего использования изготовленного зонда.

§ 3.4. Численное моделирование градуировочных характеристик зонда

Задачей численного моделирования было определение величин прошедшей через зонд и отражённой от него мощности СВЧ-сигнала в зависимости от параметров заполняющей его плазмы: концентрации электронов n_e и частота ν их соударений. При этом плазма полагалась однородной средой с заданными (§ 3.2) диэлектрическими проницаемостями.

Численное компьютерное моделирование проводилось в программном пакете CST Microwave Studio. Оно заключалось в решении уравнений Максвелла на трёхмерной сетке. Подробный алгоритм решения описан в руководстве к пакету [95].

Значения n_e и ν устанавливались дискретно, в диапазонах ($1\cdot10^{10}$…$1\cdot10^{18}$) см$^{-3}$ и ($1\cdot10^{10}$…$1\cdot10^{15}$) Гц соответственно, с шагом в одну единицу в каждой декаде: ($1\cdot10^{10}$, $2\cdot10^{10}$, …, $9\cdot10^{10}$, $1\cdot10^{11}$, $2\cdot10^{11}$, …, $9\cdot10^{11}$, …).

Характерные результаты моделирования, выраженные в величинах прошедшей через зонд и поглощённой в плазме мощностей, представлены на рисунках 3.4.1 и 3.4.2.

В использованной модели предполагалось, что заполняющая зонд плазма однородна, т.е. её параметры одинаковы во всём внутреннем объёме зонда. Ясно, что в эксперименте такое условие вряд ли будет выполнено, поэтому обсудим влияние неоднородности плазмы на характеристики зонда. При прохождении СВЧ сигнала через зонд наибольшая напряжённость электрического поля достигается в небольшой области вокруг центрального проводника, на расстоянии порядка (2…3)r от его оси, где r – радиус центрального проводника; в абсолютных единицах это расстояние сравнимо с диаметром зонда (6 мм). Параметры плазмы, находящейся именно в этой области, вносят определяющий вклад в коэффициенты прохождения и отражения. Как показало вспомогательное численное моделирование, изменение концентрации электронов за пределами этой области от $1x10^{12}$ до $1x10^{15}$ $см^{-3}$ оказывает на коэффициент прохождения СВЧ сигнала малое влияние – не более 10%. Ясно, что даже в относительно небольшой области вокруг центрального проводника плазма может быть неоднородна; такая неоднородность вызовет дополнительное отражение сигнала и внесёт погрешность в результат. Хотя точный расчёт влияния этого фактора, разумеется, весьма сложен, сделанные оценки всё же позволяют в первом приближении пренебречь неоднородностью заполняющей зонд плазмы и пользоваться результатами моделирования. Этот вопрос будет рассматриваться и в последующих параграфах.

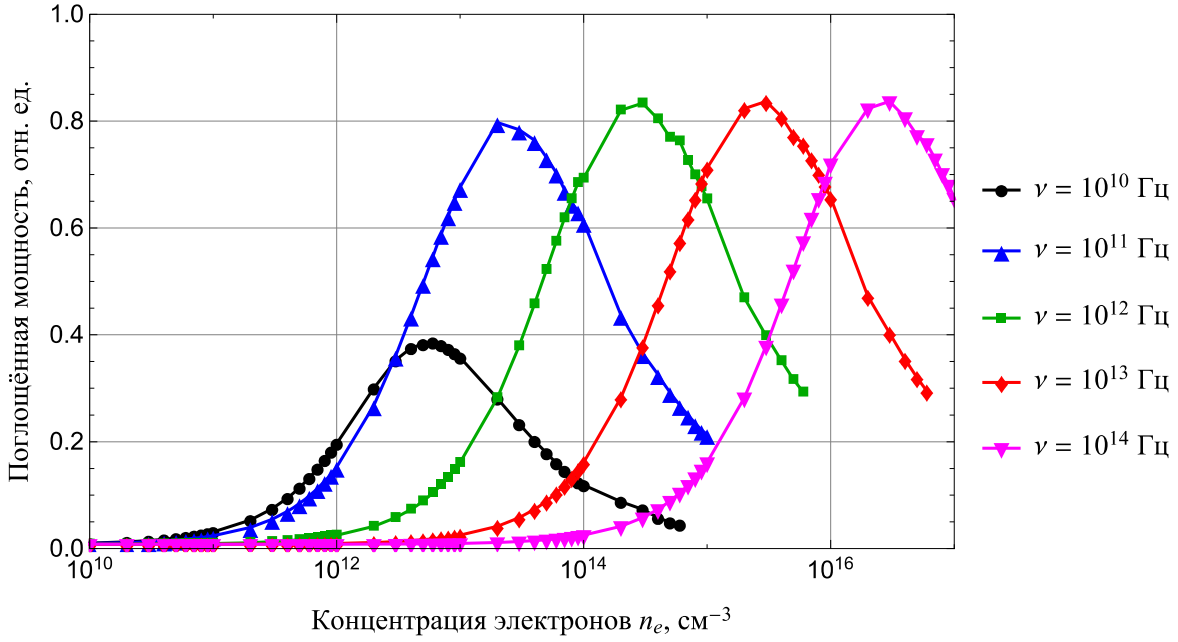


Рис. 3.4.1. Зависимости поглощённой в плазме мощности от концентрации электронов при разных значениях частоты электронных столкновений ν. Значения мощности нормированы на величину падающей мощности.

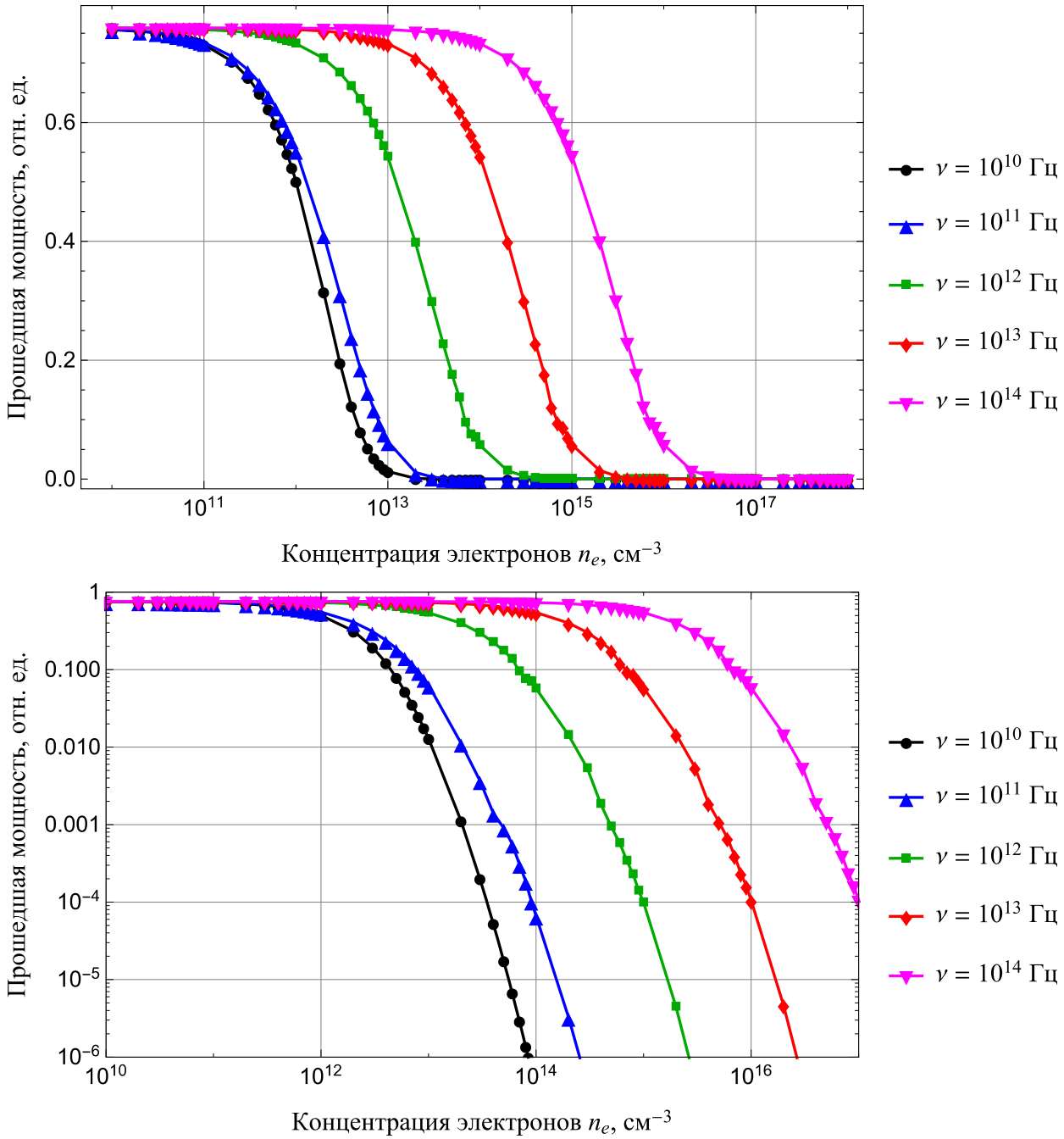


Рис. 3.4.2. Зависимости прошедшей через зонд мощности от концентрации электронов в плазме при разных значениях частоты электронных столкновений ν: верхний рисунок – в линейном масштабе, нижний – в логарифмическом. Значения мощности нормированы на величину падающей мощности.

§ 3.5. Система питания зонда и регистрации зондового сигнала

Схема питания зонда представлена на рис 3.5.1. Принцип её работы состоит в следующем.

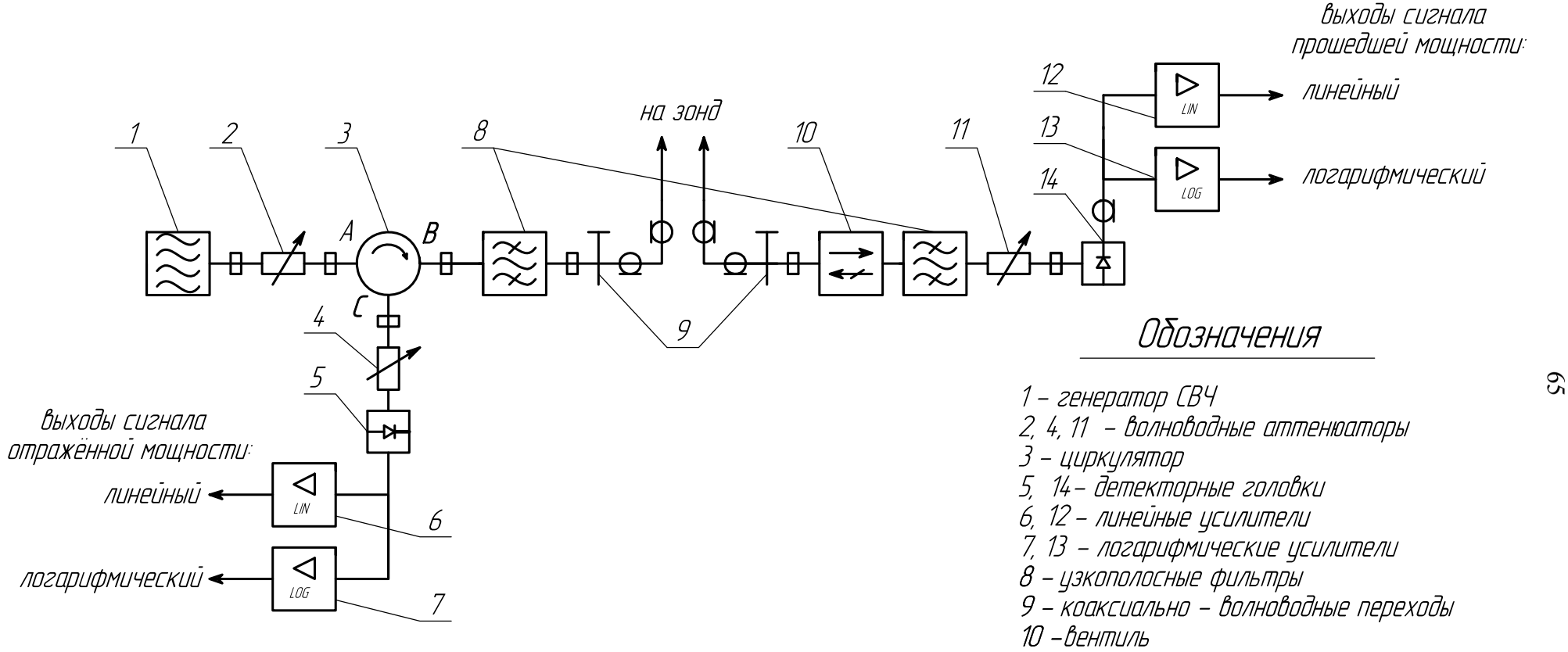


Рис. 3.5.1. Принципиальная схема системы питания зонда.

СВЧ сигнал с частотой 8 ГГц [± 1 МГц (-3 дБ)] и мощностью менее 1 мВт, создаваемый генератором 1, проходит через регулируемый аттенюатор 2 в плечо А циркулятора 3. Из плеча А сигнал проходит в плечо В, а затем через узкополосный фильтр 8 и коаксиально-волноводный переход (КВП) 9 идёт к одному из портов зонда.

Отражённый в зонде сигнал проходит обратно до плеча В циркулятора 3, откуда попадает в плечо С и, через аттенюатор 4, - в детекторную головку 5, подключённую к усилителям – линейному 6 и логарифмическому 7.

Пройдя зонд и выйдя из другого порта, сигнал через КВП, вентиль 10, узкополосный фильтр и аттенюатор 11 попадает в диодную детекторную головку 14. Последняя также подключена к двум усилителям – линейному 12 и логарифмическому 13.

Сигналы со всех усилителей подаются на входы цифрового запоминающего осциллографа. Использование одновременно линейного и логарифмического усилителей для каждой из детекторных головок позволяет расширить динамический диапазон системы регистрации до 70 дБ (измеряемая величина мощности от 10^{-7} до 1 отн. ед.). Калибровка детекторной головки и усилителей, т.е. определение зависимости сигналов на выходах усилителей от падающей на головку мощности, проводится путём внесения в тракт известного ослабления при помощи эталонного аттенюатора 2.

Узкополосный фильтр, вообще говоря, не является обязательным элементом. Он предназначен для ограничения полосы частот сигнала, попадающего на детекторы, в пределах ±50 МГц от частоты СВЧ генератора. Это необходимо для уменьшения уровня тепловых шумов, ограничивающих снизу мощность детектируемого сигнала. При выборе полосы пропускания фильтра учитывались два обстоятельства. С одной стороны, полоса пропускания должна быть достаточной для регистрации полезного сигнала без потерь, т.е. должна превышать спектральную ширину сигнала. С другой стороны, при увеличении полосы уменьшается соотношение сигнал/шум из-за увеличения уровня шума. Таким образом, необходимо оценить минимальную ширину полосы пропускания, при которой полезный сигнал будет полностью зарегистрирован.

Сигнал от генератора можно считать практически монохроматичным; при отражении же волны от движущейся плазмы частота сигнала изменится, в первую очередь - вследствие доплеровского сдвига. Указанный сдвиг зависит от скорости движения отражающего сигнал плазменного слоя. Характерная скорость аксиального движения плазмы в факеле используемого МПК составляет порядка 1…5 км/с, откуда по известным зависимостям [35] находим величину доплеровского сдвига частоты равной ~ 1…3 МГц и с учётом запаса выбираем полосу пропускания фильтра 50 МГц. Отметим, что изменением чувствительности детекторов в пределах этого диапазона можно пренебречь.

§ 3.6. Методика обработки зондового сигнала и оценка погрешностей

Прежде всего, напомним связь между измеряемыми мощностями и соответствующими амплитудами (S – параметрами зонда):

$$S_{11} = \sqrt{\frac{P_R}{P_0}}, \quad S_{21} = \sqrt{\frac{P_T}{P_0}}$$

где

P_R - отражённая (reflected) мощность

P_T - прошедшая (transmitted) мощность

P_0 - падающая мощность

В результате проведённого численного моделирования были получены S – параметры зонда в виде матриц $S_{11}^*(\vec{n}_e, \vec{\nu})$ и $S_{21}^*(\vec{n}_e, \vec{\nu})$, где $\vec{n}_e$ - вектор всех возможных дискретных значений концентрации электронов, $\vec{\nu}$ - вектор всех возможных дискретных значений частоты электронных столкновений и введено общее обозначение матрицы символом *.

В ходе эксперимента были измерены реальные зависимости S – параметров зонда от времени. Сигналы с детекторов прошедшей и отражённой мощности регистрировались цифровым осциллографом, в виде набора дискретных отсчётов, который можно представить в виде векторов $\vec{S}_{11}(\vec{t})$ и $\vec{S}_{21}(\vec{t})$, где $\vec{t}$ - вектор отсчётов времени $\vec{t} \equiv (0 \quad 1 \quad 2 \quad \ldots)^T \cdot \Delta t$, а Δt - шаг дискретизации по времени.

Далее для каждого момента времени t_i из вектора $\vec{t}$ выполнялись следующие действия:

1. По измеренному $S_{21}(t_i)$ и матрице $S_{21}^*(\vec{n}_e, \vec{\nu})$ определялась матрица возможных значений $n_e^*(\vec{\nu})$
2. Полученный результат (все элементы $n_e^*(\vec{\nu})$ поочерёдно, каждый в виде пары $(n_e \quad \nu)$) подставлялись в матрицу $S_{11}^*(\vec{n}_e, \vec{\nu})$; в итоге получался вектор $\vec{S}_{11}(\vec{\nu})$
3. Находились точки пересечения $\vec{S}_{11}(\vec{\nu})$ с измеренным значением $S_{11}(t_i)$. Ордината точек пересечения формировала вектор найденных значений частот соударений $\vec{\nu}'$.
4. Полученный вектор $\vec{\nu}'$ подставлялся в $n_e^*(\vec{\nu})$; результат формировался в виде набора пар вида $(n_e' \quad \nu')$.
5. Находились усреднённые значения: $\bar{n}_e' = \frac{\max(n_e') + \min(n_e')}{2}$, $\bar{\nu}' = \frac{\max(\nu') + \min(\nu')}{2}$, которые и являются результатом для данного момента времени.
6. Если считать входные данные S_{11} и S_{21} абсолютно достоверными, то итоговые результаты концентрации и частоты столкновений могут лежать, соответственно, в

промежутках $\left[\lfloor \min(n_e')\rfloor\downarrow, \lfloor \max(n_e')\rfloor\uparrow\right]$ и $\left[\lfloor \min(\nu')\rfloor\downarrow, \lfloor \max(\nu')\rfloor\uparrow\right]$, которые и определяют погрешность преобразования. Нотация $\downarrow,\uparrow$ здесь означает сдвиг на одну единицу дискретизации в меньшую ($\downarrow$) или большую ($\uparrow$) сторону, а скобки $\lfloor\ldots\rfloor$ - округление к меньшему.

Область, в которой может быть выполнено обратное преобразование, показана на рис. 3.6.1. Помимо изначально выбранного диапазона, в котором проводилось численное моделирование, эта область ограничивается разрешающей способностью измерительных трактов. На представленном графике верхняя ограничивающая линия определяется пределом чувствительности логарифмического усилителя прошедшей мощности, а нижняя – разрешением тракта вертикального отклонения осциллографа, который регистрирует сигнал отражённой мощности.

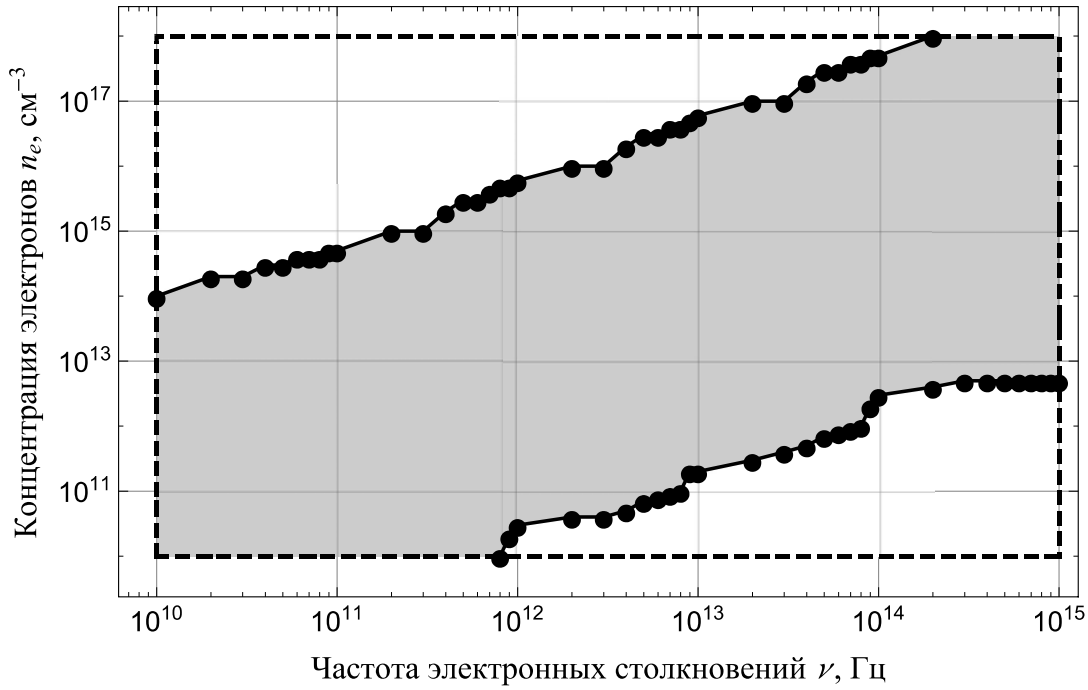


Рис. 3.6.1. Область, в которой возможно осуществить обратное преобразование (выделена заливкой). Пунктиром отмечена область, в которой выполнялось численное моделирование.

После преобразования зондового сигнала (измеренных мощностей) во временные зависимости плазменных параметров выполнялась фильтрация полученных результатов.

Численное моделирование позволяет однозначно установить S – параметры по заданным n_e и ν, но обратная задача - поиск n_e' и ν' по измеренным S – параметрам – даёт результат неоднозначный, т.е. не одну пару значений $\left(n_e' \quad \nu'\right)$, а набор пар $\left(\vec{n}_e' \quad \vec{\nu}'\right)$. Эта неоднозначность

является основной погрешностью метода, связанной с дискретизацией и округлением; потому для уменьшения погрешности полученные результаты необходимо подвергнуть фильтрации.

Предлагаемый метод фильтрации основан на ограничении максимально возможных скоростей измерения n_e и ν во времени, т.е. представляет собой фильтр низких частот. Поскольку время дискретно, от скоростей можно перейти к изменениям на каждом шаге. Тогда условия фильтрации запишутся в виде $\begin{cases} \Delta n_e \le \Delta n_e^{\max} \equiv \left(\frac{dn_e}{dt}\right)^{\max} \cdot \Delta t \\ \Delta \nu \le \Delta \nu^{\max} \equiv \left(\frac{d\nu}{dt}\right)^{\max} \cdot \Delta t \end{cases}$.

Если из набора $\left(\vec{n}_e' \quad \vec{\nu}'\right)$ какие-либо пары не удовлетворяют хотя бы одному условию системы, то такие пары из набора удаляются.

Параметры фильтрации $\Delta n_e^{\max}$ и $\Delta \nu^{\max}$ ограничены снизу: если хотя бы одна из этих величин окажется слишком малой, то в некоторый момент времени ни одна из пар не будет удовлетворять условиям фильтрации.

Теперь кратко рассмотрим основные источники погрешности описываемого метода. К таковым можно отнести:

1. *Инструментальная погрешность,* связанная с неточностью измерения S-параметров зонда. Она составляла *порядка 1%* и определялась, в первую очередь, погрешностью образцового аттенюатора (поз. 2 по схеме на рис. 3.5.1), при помощи которого осуществлялась калибровка измерительного тракта. Погрешность измерения сигналов (т.е. погрешность трактов вертикального отклонения используемых осциллографов) была существенно меньше указанной величины; ею можно пренебречь.
2. *Погрешность прямого преобразования* $\{\vec{n}_e, \vec{\nu}\} \to S_{11}^*(\vec{n}_e, \vec{\nu}), S_{21}^*(\vec{n}_e, \vec{\nu})$, вызванная дискретизацией n_e и ν и *составляющая одну единицу шага дискретизации*.
3. Погрешность численного расчёта. Она складывалась из двух составляющих: погрешности сетки и невязки. Параметры численного расчета задавались таким образом, чтобы обе эти погрешности оказались существенно меньше инструментальной погрешности. Шаг сетки для этого выбирался гарантированно малым и не превышал геометрической точности изготовления зонда, т.е. был менее 10 мкм (см. § 3.3). Невязка расчёта S-параметров составляла не более 10^{-4}, что соответствует невязке по мощности 10^{-8}. Эта величина много меньше минимально измеримой мощности. *Таким образом, погрешностью численного расчёта можно было пренебречь.*

4. Погрешность обратного преобразования, возникающая из-за его неоднозначности – не нормирована, но учтена в результатах. Заметно снизить этот вид погрешности удаётся применением описанного способа фильтрации.
5. Погрешность модели. На этом остановимся подробнее.

Во-первых, используемые выражения для компонент диэлектрической проницаемости являются упрощенными и не учитывают ряд эффектов. Наибольшую влияние может оказывать зависимость частоты столкновений электронов от их скорости и влияние электрон-ионных столкновений. Критерием малости указанных эффектов и возможности ими пренебречь является [88] малая степень ионизации плазмы. В описываемых экспериментах этот критерий выполняется; это будет показано в следующем параграфе.

Во-вторых, при численном моделировании полагалось, что зонд заполнен однородной плазмой. Ясно, что это условие может нарушаться во время прохождения фронта ударной волны. При этом, например, будет наблюдаться эффект «затенения» при набегании плазмы на петлю зонда (см. рис. 3.6.2).

Нарушение однородности плазмы является принципиальным ограничением описываемого метода. Оно, однако, наиболее существенно проявляется при прохождении фронтов ударных волн и потому может быть чётко выделено на получаемых результатах.

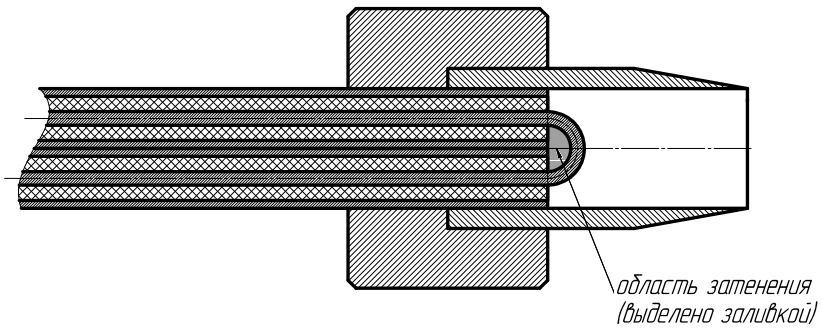


Рис. 3.6.2. Неоднородность заполняющей зонд плазмы из-за эффекта затенения.

Для определения погрешностей полученных результатов было необходимо провести оценку степени обусловленности[1] обратного преобразования. Она выполнялась следующим образом. Зависимости $\vec{S}_{11}(\vec{t})$ и $\vec{S}_{21}(\vec{t})$ были измерены с погрешностями $\pm\Delta\vec{S}_{11}(\vec{t})$ и $\pm\Delta\vec{S}_{21}(\vec{t})$ соответственно. После выполнения основного преобразования $\{\vec{S}_{11}(\vec{t}),\vec{S}_{21}(\vec{t})\}\to\{\vec{n}_e'(\vec{t}),\vec{v}'(\vec{t})\}$ выполнялись дополнительные преобразования $\{\vec{S}_{11}(\vec{t})+\delta\vec{S}_{11}(\vec{t}),\vec{S}_{21}(\vec{t})+\delta\vec{S}_{21}(\vec{t})\}\to\{\vec{n}_e''(\vec{t}),\vec{v}''(\vec{t})\}$, где для каждого момента времени величины δS_{11} и δS_{21} независимо пробегали наборы

[1] Степень обусловленности, число обусловленности – характеристика численного метода, показывающая, насколько изменение входных данных влияет на результат [98]. В нашем случае оценка степени обусловленности необходима для определения погрешности результатов по известным погрешностям входных (измеренных) данных.

дискретных значений $\{-1.0\cdot\Delta S_{11},-0.9\cdot\Delta S_{11},\cdots,0.9\cdot\Delta S_{11},1.0\cdot\Delta S_{11}\}$ и $\{-1.0\cdot\Delta S_{21},-0.9\cdot\Delta S_{21},\cdots,0.9\cdot\Delta S_{21},1.0\cdot\Delta S_{21}\}$ соответственно.

Было найдено, что результаты дополнительных преобразований $\bar{n}_e''$ и $\bar{\nu}''$ лежат в диапазонах погрешности основного преобразования. То есть обратное преобразование является настолько обусловленным, что вариация входного сигнала в пределах его (т.е. инструментальной) погрешности не увеличивает погрешность результата.

Итоговая погрешность результата (без учёта погрешности модели), таким образом, определяется лишь погрешностями прямого и обратного преобразований. Поэтому для каждого момента времени результатами являются $\bar{n}_e'$ и $\bar{\nu}'$; их погрешности определяются диапазонами $\left[\lfloor\min(n_e')\rfloor\downarrow,\lfloor\max(n_e')\rfloor\uparrow\right]$ и $\left[\lfloor\min(\nu')\rfloor\downarrow,\lfloor\max(\nu')\rfloor\uparrow\right]$ соответственно.

§ 3.7. Результаты зондовой диагностики без процесса коммутации

На рис. 3.7.1 приведен пример осциллограмм прошедшей и отражённой от зонда мощности.

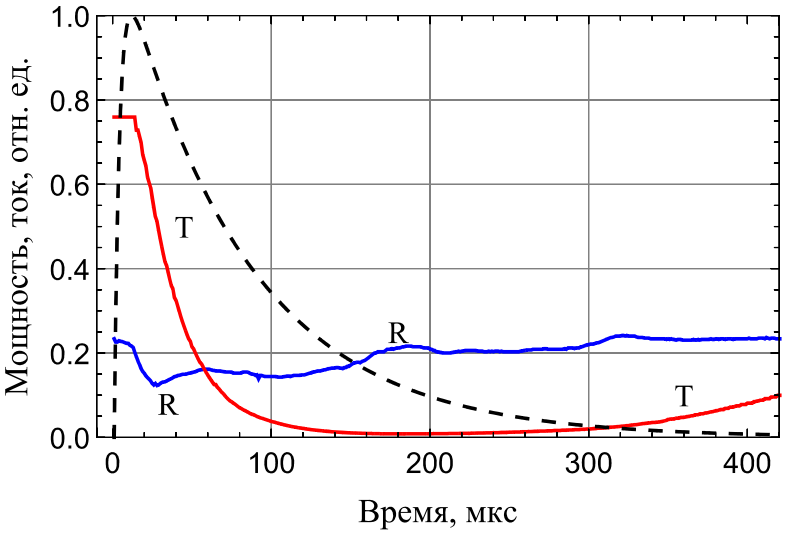


Рис. 3.7.1. Пример осциллограмм прошедшей (T) и отражённой (R) от зонда мощности, а также тока разряда МПК (пунктир; ток нормирован на своё максимальное значение).

Результат их обработки - зависимости концентрации и частоты электронных соударений, полученные в при помощи обратного преобразования, представлены на рис. 3.7.2. Отметим, что они остаются качественно неизменными от раза к разу. Рассмотрим характерный ход этих зависимостей. Для краткости сразу перейдём от частоты электронных соударений к концентрации нейтралов (см. § 3.2). Соответствующая шкала нанесена на графиках.

Прежде всего отметим, что характер изменения обоих зависимостей крайне похож. Это можно объяснить тем, что основная причина изменения обеих концентраций одинакова –

газодинамическое сжатие или разрежение газа; на таком фоне процессы ионизации и деионизации оказываются незаметны.

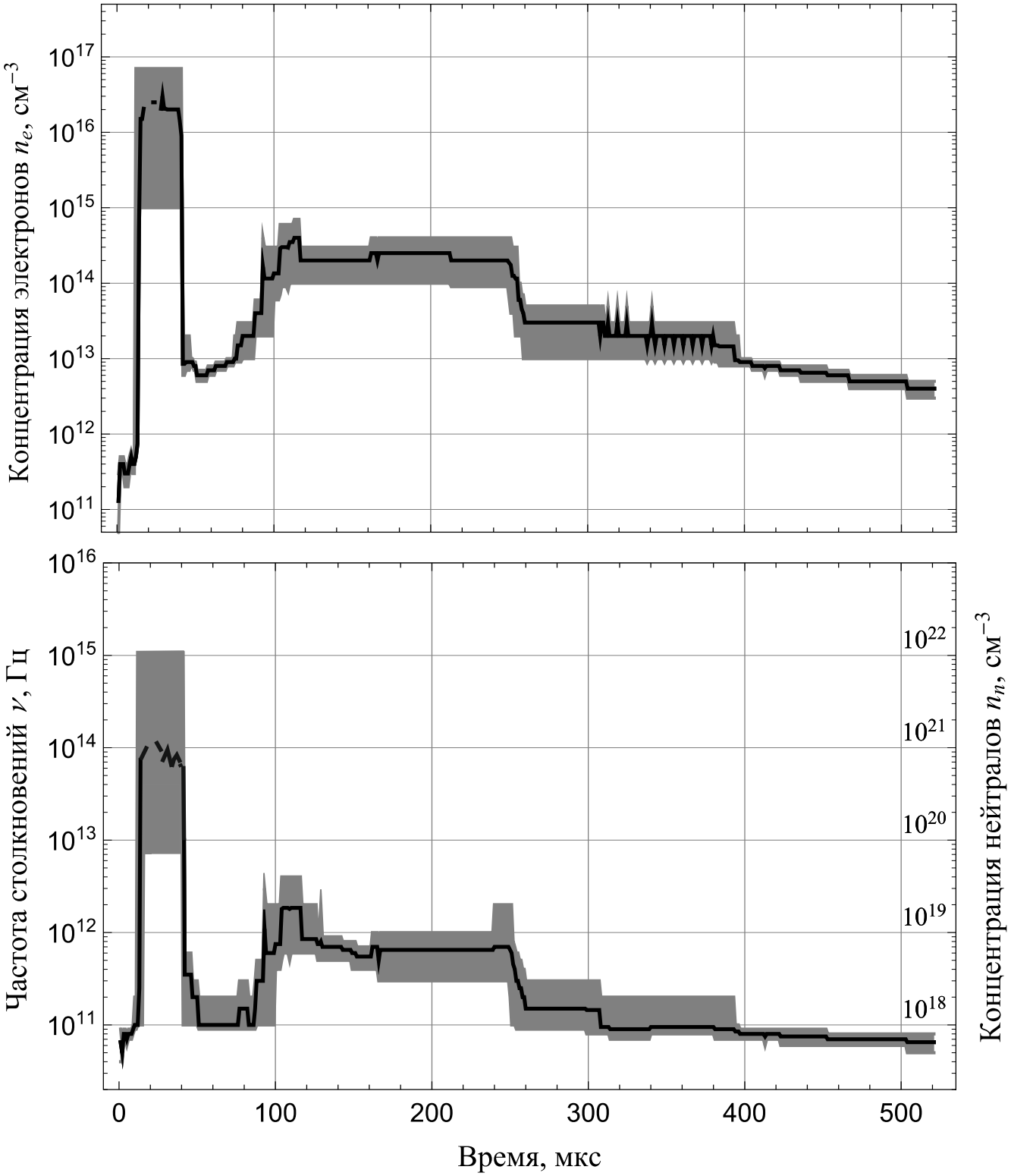


Рис. 3.7.2. Зависимости концентрации и частоты соударений электронов от времени после усреднения и определения погрешности (показана заливкой). Концентрация нейтралов определена в соответствии с § 3.2.

На качественном уровне полученные зависимости можно интерпретировать следующим образом. Спустя малое (несколько микросекунд) время после начала разряда МПК до зонда доходят первые ускоренные порции плазмы. На графиках видно относительно плавное нарастание обоих концентраций. Торможение высокоскоростной плазменной струи на зонде сопровождается образованием ударно-сжатого слоя с существенным возрастанием концентраций. Значительное возрастание давления и плотности газа в ударно-сжатом слое приводит к отражению плазмы с возникновением обратной плазменной волны, распространяющейся навстречу первоначальному потоку. В результате через некоторое время (≈ 30 мкс) происходит резкий «вынос» плазмы из объёма разрядного промежутка, приводящий к падению концентраций. Затем наблюдается ещё одно, вторичное, нарастание, связанное с тем, что первоначальная струя ещё существует. Однако при этом концентрации нарастают существенно медленнее и до меньших (на один-два порядка) значений. Поэтому основной интерес представляет именно «первый импульс» с резким нарастанием и резким спадом.

Переходя к количественному анализу полученных результатов, заметим следующее.

Видно, что начиная примерно с 500 мкс концентрация нейтралов спадает довольно медленно. Если предположить, что к этому времени давление газа в зонде уже пришло в равновесие с давлением в камере (50 Торр), можно оценить температуру газа: $T = \frac{p}{kn_n} \approx 1000\ K$. Это – вполне разумный результат. Такое же значение можно получить и для начальных моментов, когда плазма ещё существенно неравновесна. Электронная концентрация начиная с ~ 300 мкс, спадает медленно и по порядку величины составляет 10^{13} см$^{-3}$, что согласуется с результатами измерений по отсечке СВЧ волны в § 2.4.

Зарегистрированные во время «первого импульса» *средние* значения концентраций по порядкам составляют $n_e \approx 10^{16}\ см^{-3}$ и $n_n \approx 10^{20}\ см^{-3}$. Нахождение точных значений в это время затруднено, поскольку невозможна фильтрация; в некоторые моменты даже не удаётся осуществить обратное преобразование. Связано это, по-видимому, с сильной неоднородностью заполняющей зонд плазмы, что не предусмотрено использованной моделью. В результате даже формальная оценка погрешности, выполненная в соответствии с § 3.6, даёт значение около двух порядков. Из-за неоднородности плазмы фактическая погрешность может быть ещё больше, что вынуждает привлекать дополнительные соображения для получения адекватных результатов.

Во-первых, среднее значение концентрации электронов во время «первого импульса» ($n_e \approx 10^{16}\ см^{-3}$) оказалось близко (с учётом различий в конструкциях установок, энерговкладе в плазму и т.п.) с результатами, полученным другими авторами [64, 79], так же как и характерный диапазон (~ два порядка) изменения этого значения в результате образования ударно-сжатого слоя в объёме полой преграды.

Далее, как уже отмечалось, определяющее влияние на изменение концентраций оказывают газодинамические процессы. Из этого можно заключить, что степень ионизации плазмы в течение всего процесса не должна претерпевать существенных изменений. Поэтому можно ожидать, что отношение концентраций во время «первого импульса» не будет существенно отличаться от последующих моментов, когда СВЧ-диагностика даёт вполне приемлемую погрешность. Рассчитанная на основании полученных концентраций зависимость степени ионизации плазмы представлена на рис. 3.7.3.

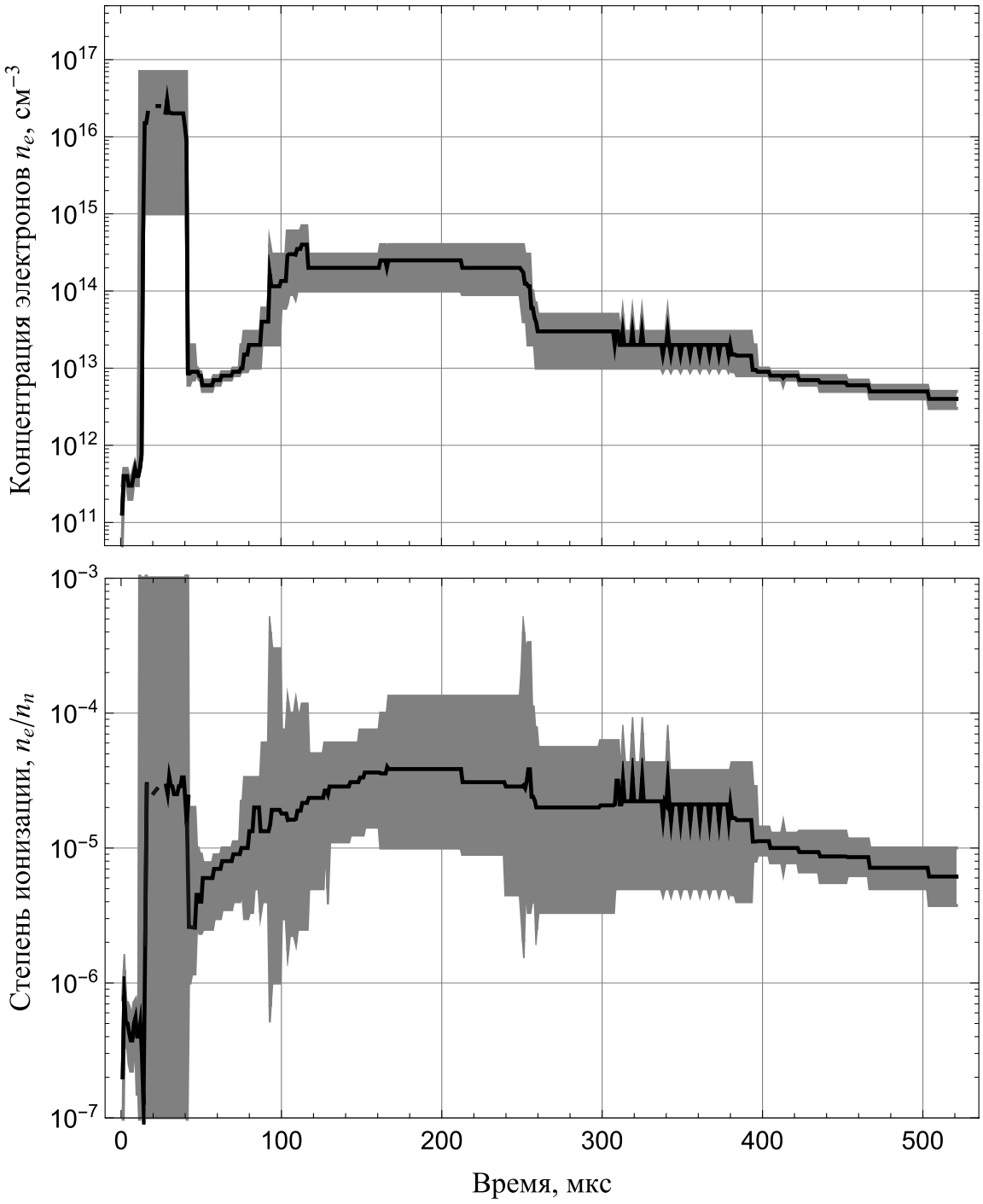


Рис. 3.7.3. Временные зависимости концентрации электронов (верхний) и степени ионизации плазмы (нижний). Заливкой показана погрешность.

Как видно, степень ионизации действительно меняется не слишком значительно, и на всём протяжении приближение слабой ионизации можно считать выполненным.

При разработке системы СВЧ-диагностики и планировании соответствующих экспериментов (Глава 3) были сделаны предположения о характерных диапазонах изменения параметров плазмы – концентрации электронов и частоты их соударений. На основе этих предположений было проведено численное моделирование, спроектирована система питания и регистрации зондового сигнала. В итоге была определена область, в которой описанный метод может быть применён (область осуществимости обратного преобразования).

После получения результатов представляется интересным сравнить их с указанной областью. Соответствующий график представлен на рис. 3.7.4.

Из приведённого графика видно, что область осуществимости обратного преобразования с запасом охватывает множество экспериментальных результатов. Это позволяет сделать вывод о верном выборе области численного моделирования и схемы регистрации зондового сигнала.

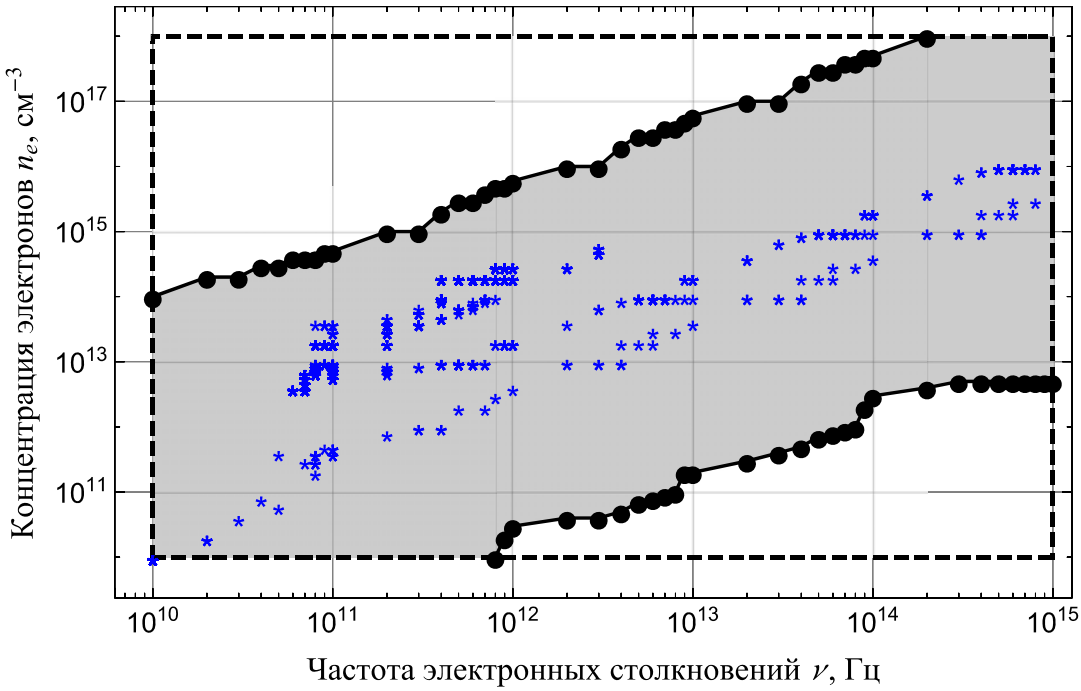


Рис. 3.7.4. Сравнение полученных результатов (точки *) и области осуществимости обратного преобразования (выделена заливкой).

Для дополнительной верификации используемого метода СВЧ диагностики полученные с его помощью результаты сравнивались с оптической (в видимом диапазоне) светимостью плазмы в объёме зонда. Соответствующие зависимости представлены на рис. 3.7.5.

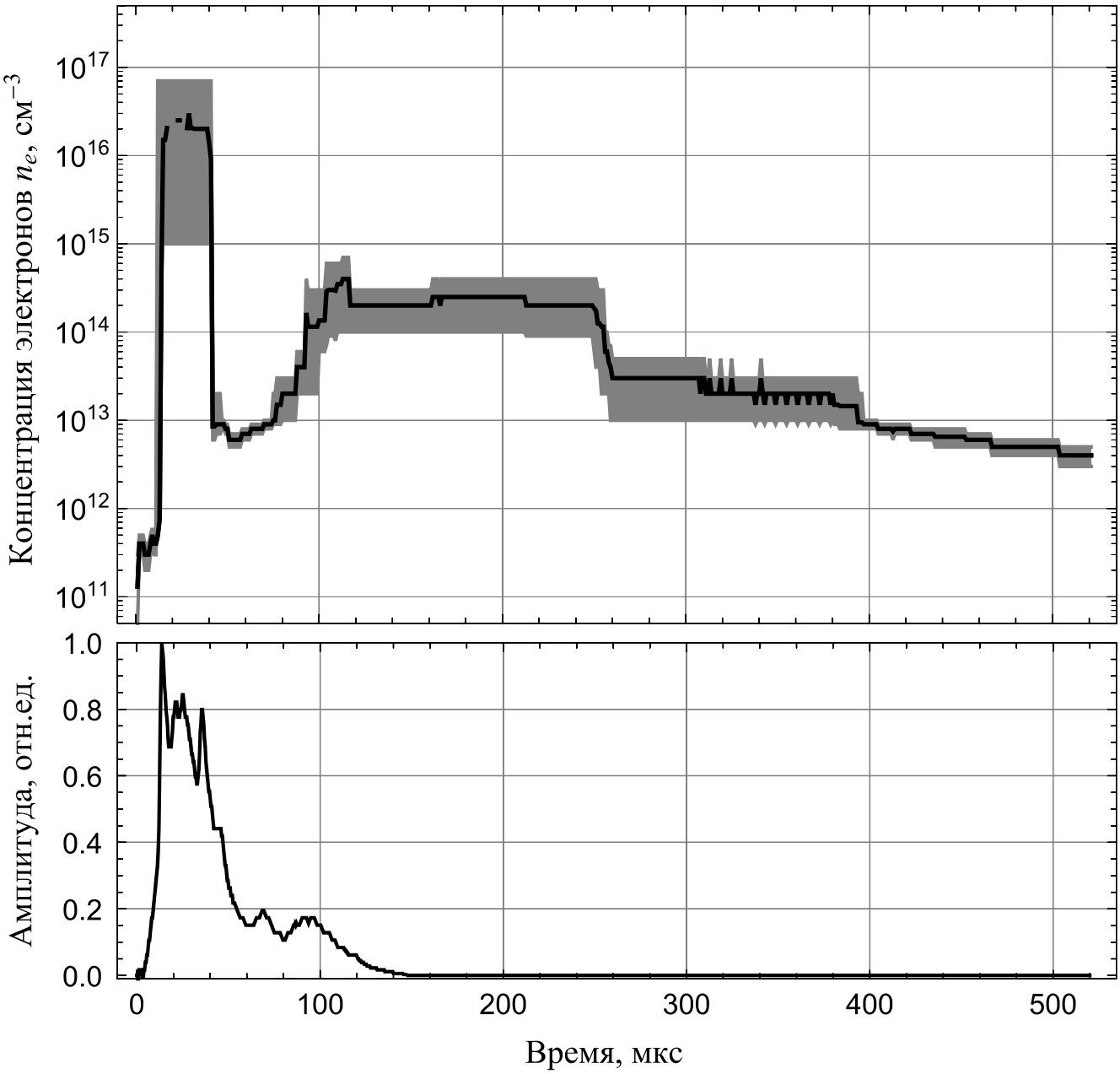


Рис. 3.7.5. Сопоставление концентрации электронов и оптической светимости плазмы (осциллограмма сигнала с ФЭУ).

Наибольшая интенсивность излучения, как видно, регистрируется в то же время, когда зонд оказывается заполнен плотной плазмой. В это время наблюдаются резкие изменения светимости, что согласуется с предположением о неоднородности плазмы при её ударном торможении на внутренней структуре зонда. Во время последующего, вторичного нарастания концентрации светимость плазмы намного меньше; на осциллограмме она практически не наблюдается. Оптическая светимость плазмы также хорошо согласуется с выделяемой на плазмотроне мгновенной мощностью (рис. 3.7.6).

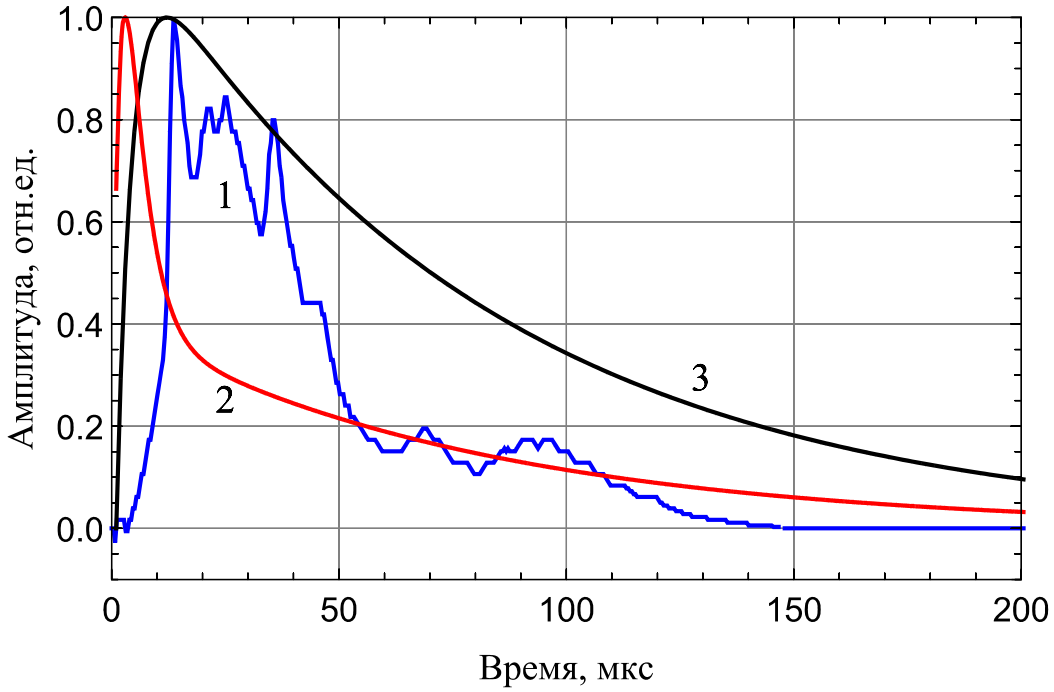


Рис. 3.7.6. Сопоставление осциллограмм сигнала с ФЭУ (1), выделяемой на плазмотроне мгновенной мощности (2) и тока разряда МПК (3). Все осциллограммы нормированы на свои максимальные значения

§ 3.8. Совместное изучение процесса коммутации

Теперь необходимо определить связь между плазменной инжекцией и процессом коммутации тока. Это означает, что оба указанных процесса необходимо наблюдать синхронно.

Для этого система питания и регистрации зондового сигнала была дополнена разрядной цепью, как это показано на рис. 3.8.1. Разрядная цепь позволяла подавать на центральный проводник (петлю) зонда постоянное напряжение относительно насадки и регистрировать протекающий в цепи ток.

Как уже обсуждалось в § 1.1, катодные процессы, приводящие к коммутации тока через разрядный промежуток, могут иметь довольно малый временной масштаб; их длительность лежит в нано- и субнаносекундном диапазоне. Поэтому для того, чтобы разрядная цепь не искажала изучаемые процессы, она должна пропускать сигнал без искажений в достаточной полосе частот. Это обстоятельство определило конструктивное исполнение разрядной цепи в виде коаксиального тракта. При этом полоса пропускания разрядной цепи превышала 3 ГГц; полоса пропускания измерительных трактов составляла 0.5 ГГц и ограничивалась делителями напряжения.

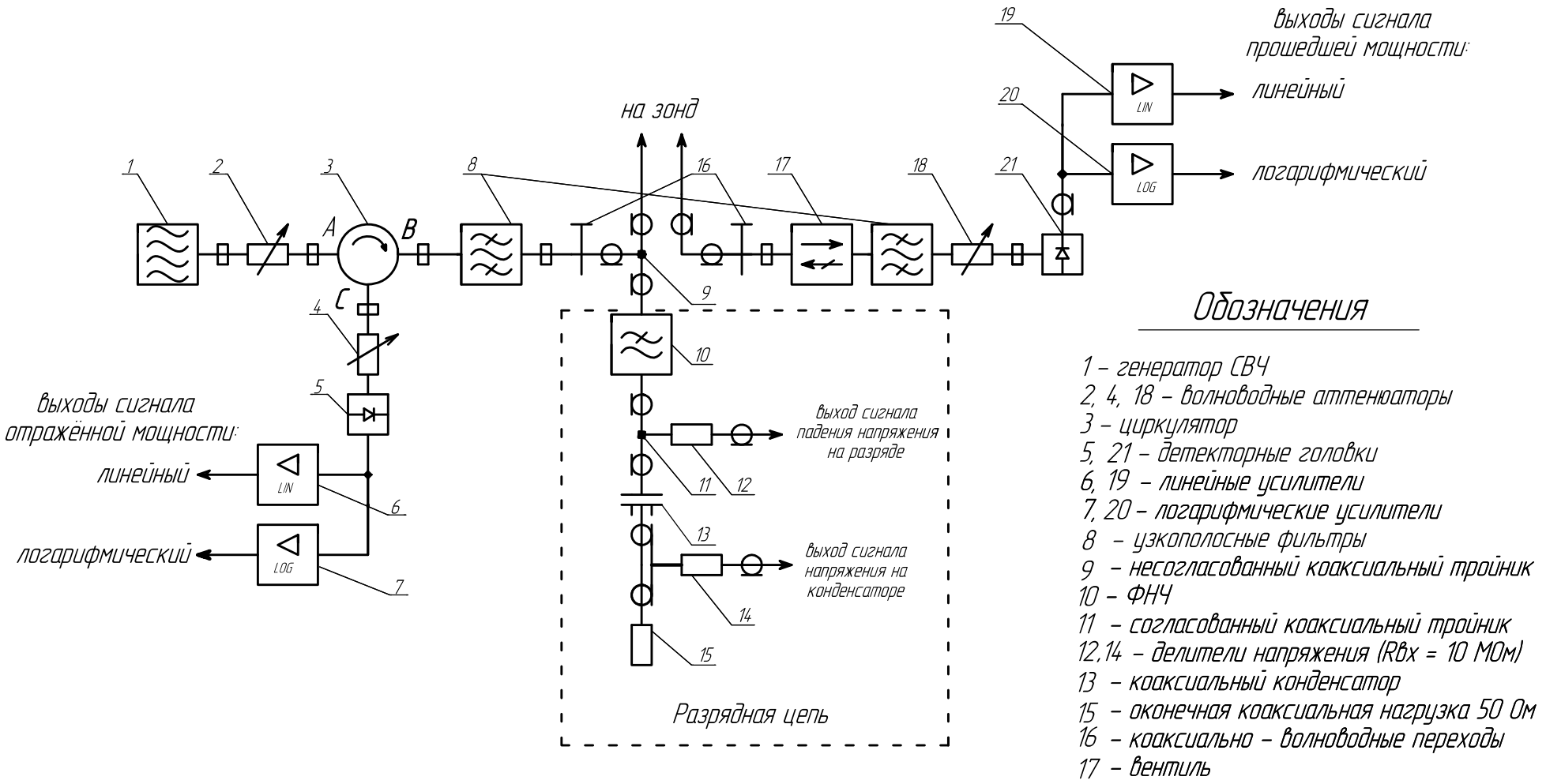


Рис. 3.8.1. Модифицированная схема питания и регистрации зондового сигнала.

Рассмотрим назначение элементов разрядной цепи. Отражающий фильтр низких частот 10 препятствовал проникновению зондирующего СВЧ сигнала в разрядную цепь. При этом электрическая длина коаксиального тракта от тройника 11 до фильтра подбиралась кратной $\frac{\lambda}{4}+\frac{\lambda}{2}\cdot n$, где λ - длина волны СВЧ-сигнала, n – натуральное число. Это позволило избежать паразитного отражения волны от разрядной цепи: весь СВЧ сигнал проходил через коаксиально – волноводный переход 9 на зонд.

Узкополосные фильтры 8, помимо снижения шумов, предохраняли также детекторные головки и выход СВЧ генератора от сильных импульсных сигналов, которые могли образовываться при резком изменении коммутируемого тока. Эти сигналы, как можно предположить по литературным данным, имеют вид перепада (ступени) напряжения и тока с субнаносекундными фронтами, т.е. обладают весьма широким спектром. Поэтому применение узкополосного фильтра позволяет ослабить их до безопасного уровня.

Падение напряжения на зонде измерялось высокоомным (10 МОм) делителем напряжения 12, встроенным в коаксиальный тракт посредством тройника 11.

Коаксиальный конденсатор 13 обеспечивал разрыв *внешнего* проводника коаксиального тракта по постоянному току. Конденсатор заряжался от вспомогательного источника питания (на рис. 3.8.1 не показан), а затем, в момент коммутации, разряжался через зонд на нагрузочное сопротивление 15.

Предъявляемые к коаксиальному конденсатору специфические требования (гигагерцовая полоса пропускания, рабочее напряжение более 1000 Вольт, емкость порядка нескольких микрофарад, малые потери и электроабсорбция) потребовали разработки и изготовления конденсатора специально для этого эксперимента. Изготовленный образец обладал следующими параметрами: ёмкость (10.1±0.1) мкФ, максимальное рабочее напряжение 1500 В, полоса пропускания свыше 3 ГГц, коэффициент электроабсорбции не более 1%, тангенс угла потерь $<10^{-4}$, постоянная времени саморазряда более 10 мин.

Напряжение на коаксиальном конденсаторе измерялось высокоомным делителем напряжения 14. В качестве обоих делителей (12 и 14) использовались коммерчески доступные осциллографические пробники P-6509R фирмы Hoden electronics Co, Ltd с полосой пропускания 0.5 ГГц. Разность сигналов делителей была прямо пропорциональна разрядному току.

На рис. 3.8.2 изображена упрощённая принципиальная схема разрядной цепи. Коаксиальный конденсатор заряжается от источника питания. Во время коммутации конденсатор разряжается через зонд на нагрузочное сопротивление. Для того, чтобы исключить влияние на процесс коммутации источника питания, последний автоматически отключался за ~10 мс до поджига МПК (ключ SB1 на схеме рис. 3.8.2). Поскольку постоянная времени разряда

конденсатора через делители $\tau = RC = 5\ МОм \cdot 10\ мкФ = 50\ сек$, напряжение на нём вплоть до момента коммутации оставалось неизменным.

Начальное напряжение, до которого заряжался конденсатор, было выбрано равным 100 В. Эта величина существенно меньше напряжения самопробоя зонда (≈ 600 В) и ограничивает максимальный разрядный ток на уровне 2 А. При этом центральный проводник (петля) зонда служил катодом, а насадка, соответственно, анодом.

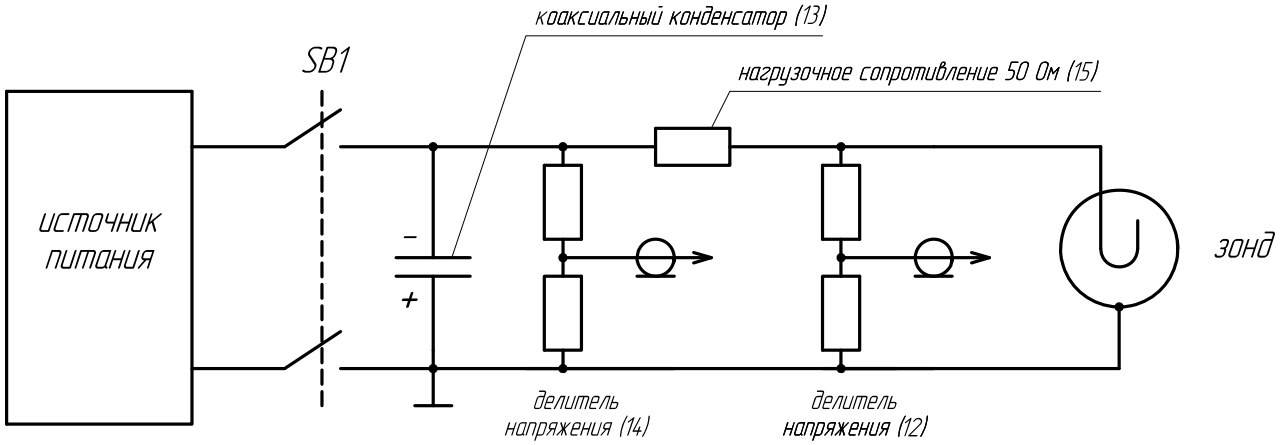


Рис. 3.8.2. Упрощенная принципиальная схема разрядной цепи.

§ 3.9. Результаты синхронной диагностики

Характерные осциллограммы падения напряжения на зонде и разрядного тока представлены на рис. 3.9.1.

Как видно из приведённых осциллограмм, одновременно с заполнением объёма зонда плотной плазмой его сопротивление резко снижается и между электродами начинает протекать ток. Зарегистрированная при этом величина тока (≈ 1.7 А) близка к предельной (2 А), ограниченной начальным напряжением коаксиального конденсатора и сопротивлением нагрузки. Падение напряжения на разряде составляет порядка десяти - пятнадцати вольт.

В процессе разряда падение напряжения имеет заметные шумы, но его среднее значение остается практически постоянным. На осциллограмме наблюдается фактически идеальный прямоугольный импульс с плоской вершиной и крутыми (< 1 мкс) фронтом и спадом. Наклон вершины импульса тока связан с разрядом коаксиального конденсатора; в течение разряда напряжение на нём, как видно из рис. 3.9.1, спадает примерно на 5%.

Далее, одновременно с «выносом» плазмы из промежутка, т.е. с резким падением концентраций всех частиц, происходит резкий обрыв тока. Никаких последующих, вторичных импульсов не наблюдается. Ток, таким образом, протекает лишь пока объём зонда заполнен плотной ($n_e > 10^{15}\ см^{-3}$) плазмой.

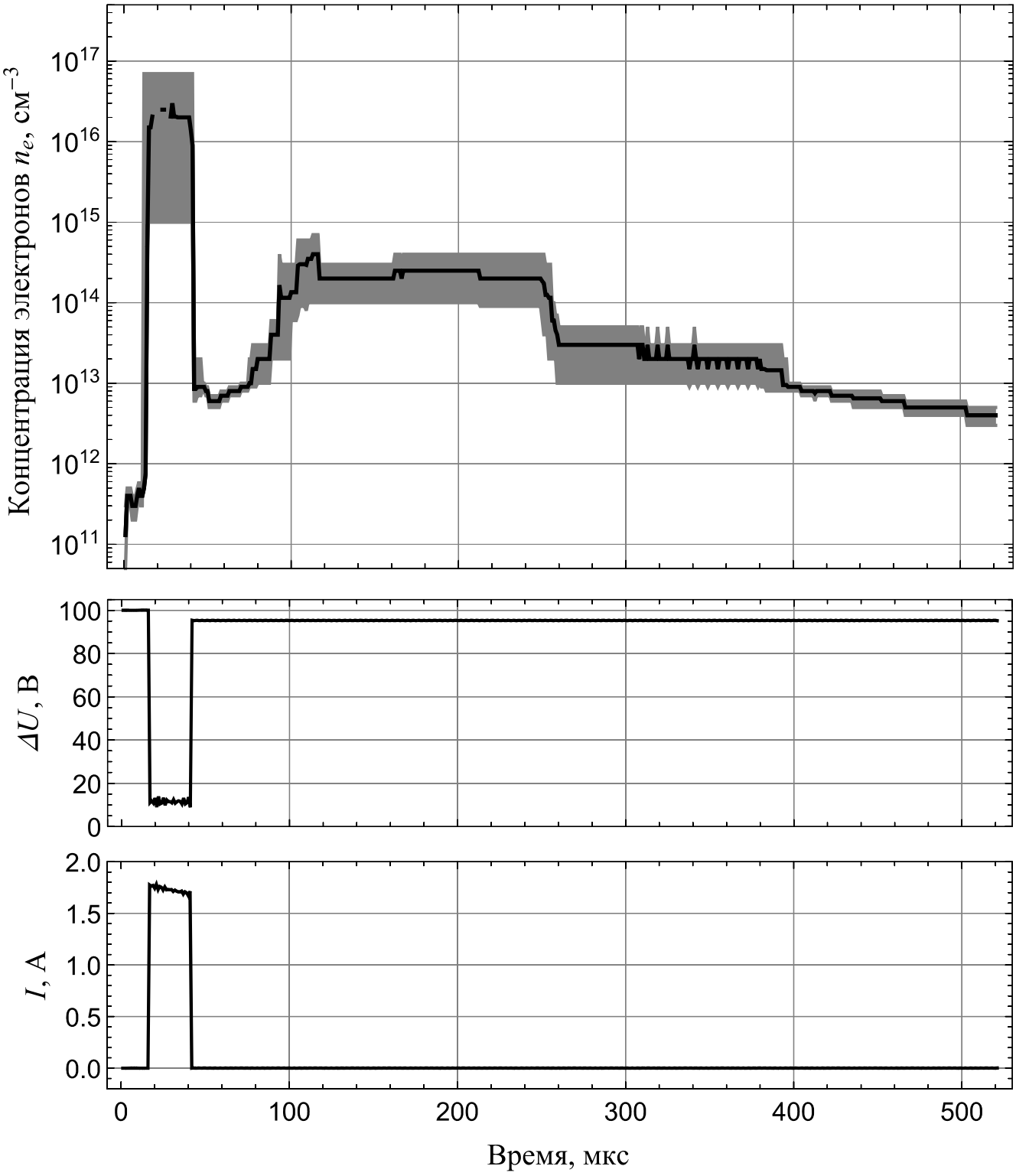


Рис. 3.9.1. Зависимость концентрации электронов от времени и снятые синхронно с ней осциллограммы падения напряжения ΔU на разряде и разрядного тока I.

Отношение падения напряжения на разряде к амплитуде тока позволяет грубо оценить интегральное сопротивление промежутка на уровне единиц Ом. Считая это сопротивление активным, можно было бы ожидать существенного возрастания отражённой СВЧ мощности – заполняющая зонд плазма «закорачивает» его. На осциллограмме (рис. 3.7.1), однако, такого не

наблюдается. Объяснить этот факт можно, по всей видимости, недостаточной однородностью заполняющей зонд плазмы в этот интервал времени – в объёме зонда существует область более ионизованной плазмы с повышенной проводимостью. На частоте зондирующего сигнала (8 ГГц) сопротивление такого «шнура» носит существенно индуктивный характер. Оценивая индуктивность шнура как индуктивность полувитка с диаметром, равным радиусу зонда (3 мм), получаем значение порядка 1 нГн, что соответствует импедансу 50 Ом. В то же время основная часть спектра тока, протекающего в разрядной цепи, лежит в области на несколько порядков меньших частот – во столько же раз снижается индуктивное сопротивление шнура. Поэтому результаты СВЧ диагностики, полученные в настоящей главе, дают адекватные значения электронной концентрации, а вот оценка проводимости плазмы на их основе может дать существенно заниженное значение. Этот вопрос будет ещё раз поднят в § 5.1.

§ 3.10. Выводы по главе

1. Исследование процесса взаимодействия инжектируемой плазмы с электродной системой потребовало разработки и применения нового метода диагностики. Предложенный метод СВЧ - зондирования дал возможность определить параметры плазмы – концентрацию электронов и частоту их соударений с тяжёлыми частицами – в широком динамическом диапазоне (свыше семи порядков), с достаточным временным разрешением (менее 1 мкс), за одно срабатывание плазмотрона.
2. Применение метода позволило установить специфический ход временных зависимостей концентрации и частоты. Так, при взаимодействии плазменной струи с электродной системой происходит резкое возрастание концентрации и частоты, а затем, спустя примерно 30 мкс – столь же резкий спад. Последующие величины и частоты, и концентрации уже заметно меньше пиковых значений, по крайней мере – на порядок. Такая качественная картина хорошо согласуется с результатами других авторов.
3. По результатам применения метода был сделан вывод о том, что используемый плазменный инжектор свои функции выполняет; в результате электродная система на приемлемое время (несколько десятков микросекунд) заполняется плотной ($n_e > 10^{15}\ см^{-3}$) плазмой.
4. Проведение диагностики синхронно с наблюдением процесса коммутации тока позволило однозначно установить их взаимосвязь. Была показана определяющая роль плазменной инжекции в процессе коммутации тока.

ГЛАВА 4. Детальное исследование процесса коммутации

§ 4.1. Общие замечания

Проведение в предыдущей главе диагностики плазмы синхронно с наблюдением процесса коммутации тока позволило однозначно установить их взаимосвязь. Теперь же необходимо прояснить физические механизмы, обеспечивающие коммутацию тока. Это требует более подробного, детального исследования процесса коммутации при различных условиях.

Важнейшими из таких условий являются приложенное к разряду напряжение и протекающий через него ток. Более того, ясно, что варьирование этих параметров позволит исследовать переход изучаемого маломощного плазменно-инжекционного разряда к другим, уже известным формам разряда. Так, например, при больших напряжениях будет происходить самопробой разрядного промежутка зажигание обычного самостоятельного разряда; при больших токах значительная часть плазмы будет нарабатываться разрядным током, и разряд уже нельзя будет отнести к плазменно-инжекционным и т.п. Поэтому представляется необходимым в первую очередь изучить влияние напряжения и тока на процесс коммутации. Результаты соответствующих экспериментов рассмотрены в §§ 4.3, 4.4.

В описываемых в настоящей главе исследованиях практически вся информация о свойствах и процессах в разряде получена из осциллограмм тока и падения напряжения на разряде. Исследование автографов разряда (§ 4.5), т.е. эрозионных следов, оставляемых им на поверхности электродов, выступило в роли дополнительного, подтверждающего метода. В результате были установлены условия, при которых разряд горит с диффузной привязкой плазменного столба к катоду, и условия, при которых разряд горит с катодным пятном.

Принципиальное влияние на процесс коммутации тока, как уже отмечалось, имеет механизм электронной эмиссии с катода. Этот механизм в ряде случаев существенно зависит от материала катода. По этой причине исследовалось влияние материала электродов на процесс коммутации тока (§ 4.6)

Здесь же уместно отметить следующее довольно ожидаемое обстоятельство, обнаруженное в ходе предварительных экспериментов. Было установлено, что сильное влияние на поведение разряда, в первую очередь – на падение напряжения, оказывает не только материал электродов, но и состояние их поверхности. Перед установкой в вакуумную камеру электроды подвергались стандартной процедуре очистки от загрязнений (см. Приложение А). Однако этого оказывалось недостаточно: сразу после установки новых электродов результаты имели значительный разброс. Поэтому перед всеми описываемыми далее экспериментами электроды подвергались «тренировочным» разрядам с током порядка 1 А. Было установлено,

что после 20 разрядов падение напряжения на разряде достаточно стабилизируется. Для получения гарантировано стабильных результатов давалось 50 предварительных разрядов.

Причины, по которым предварительные разряды способствуют стабилизации параметров разряда, были установлены в §4.5 в результате анализа автографов разряда. Он показал, что при некоторых условиях происходит очистка поверхности электрода с одновременным увеличением её шероховатости; при других же условиях, наоборот, на электроды напыляются продукты эрозии элементов плазмотрона.

Параметры инжектируемой плазмы оказывают, по всей видимости, принципиальное влияние на процесс коммутации. Однако этот вопрос является, пожалуй, наиболее сложным для экспериментального изучения. Связано сие с тем, что эти параметры (концентрации её компонентов, скорости теплового и дрейфового движений, состав плазмы, определяемый, в том числе, интенсивностью эрозии электродов плазмотрона) невозможно изменять независимо друг от друга. Фактически, в эксперименте можно варьировать лишь амплитуду тока плазмотрона. Вместе с тем, уже это позволило получить определённые качественные результаты (§4.7).

Все перечисленные эксперименты потребовали внесения изменений в конструкцию экспериментальной установки (§4.2).

§ 4.2. Описание экспериментальной установки

Для детального исследования процесса коммутации используемая экспериментальная установка была модифицирована. Изменения коснулись конструкции электродной системы и схемы её питания.

Рассмотрим вначале систему питания. Её принципиальная и эквивалентная схемы приведены на рис. 4.2.1. Отличие по сравнению с ранее использованной схемой состоит лишь в более широкополосном способе измерения тока разряда.

Сигналы тока и падения напряжения с соответствующих выходов подавались на два разных осциллографа, гальванически изолированных друг от друга. При этом взаимная ёмкость осциллографов была много меньше ёмкости коаксиального конденсатора, а синфазные моды коаксиальных кабелей дополнительно подавлялись ферритовыми супрессорами.

Конструкция разрядного промежутка (рис. 4.2.2) проектировалась с учётом следующих основных требований: возможность замены электродов (как для смены материала, так и для смены электродов с эрозией); возможность очистки промежутка от продуктов эрозии; согласованность волновых сопротивлений; технологичность изготовления. Сменными электродами являются насадка (поз. 3) и штырь (поз. 4); их конструкции приведены на рис. 4.2.4 и рис. 4.2.5 соответственно. В качестве материала электродов был выбран ряд

металлов: никель (Ni), кобальт (Co), титан (Ti), медь (Cu), алюминий (Al), олово (Sn); причины такого выбора будут ясны из § 4.5.

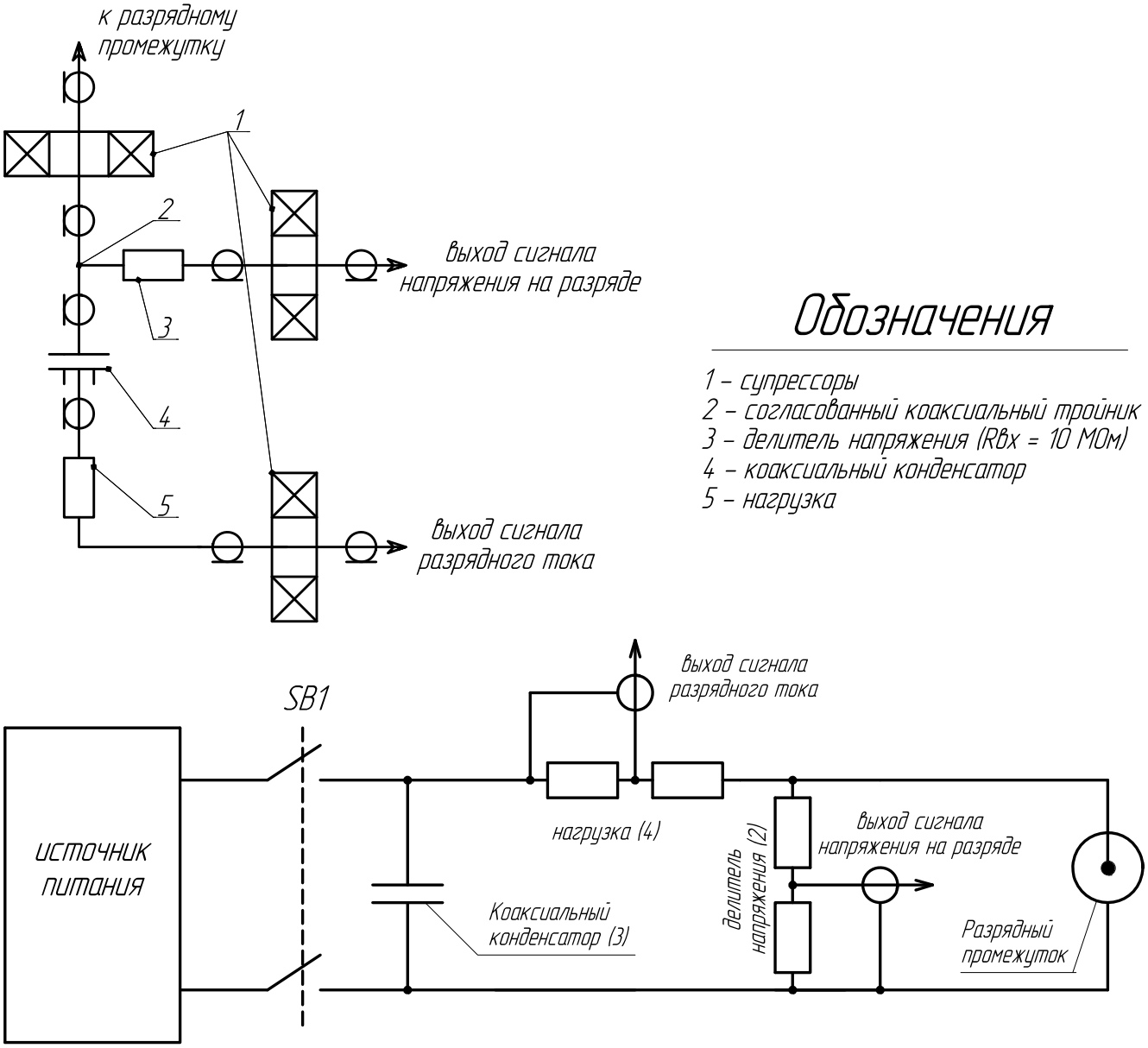


Рис. 4.2.1. Принципиальная (верхний) и эквивалентная (нижний) схемы питания электродной системы. Для устранения паразитной связи между системой питания МПК и разрядной цепью, а также между осциллографами в коаксиальные тракты устанавливались супрессоры (поз. 1) – фильтры-подавители синфазных коаксиальных мод.

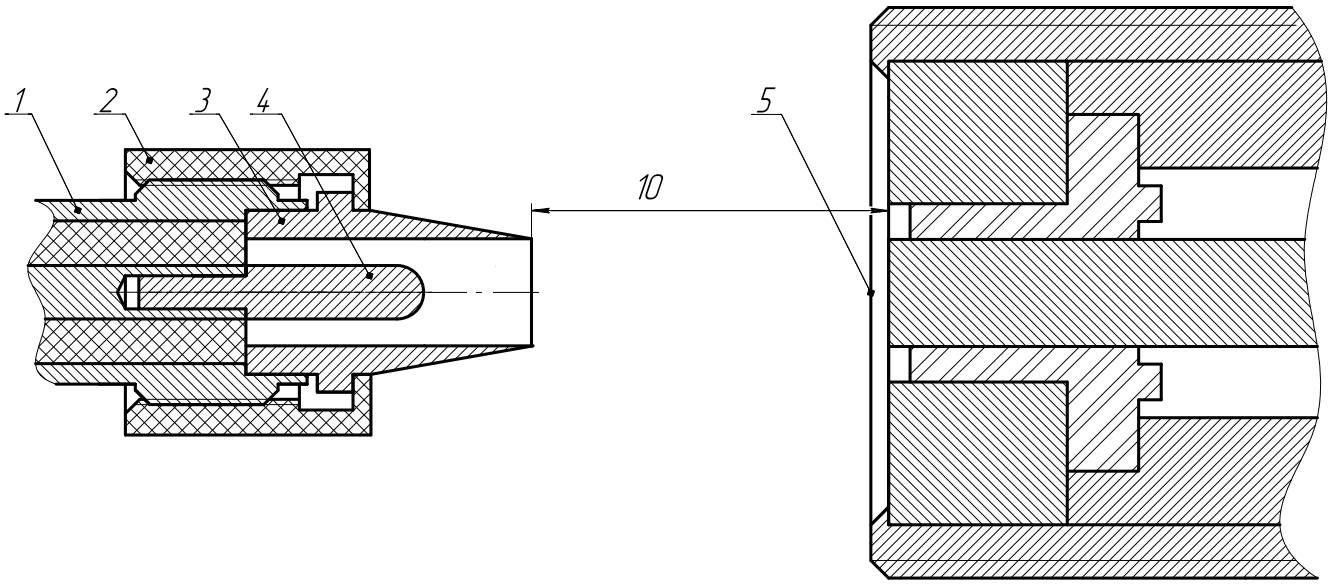


Рис. 4.2.2. Конструкция электродной системы и её расположение относительно МПК. Цифрами обозначены: 1 – стандартный коаксиальный разъём SMA – типа, 2 – гайка, 3 – внешний электрод (насадка), 4 – внутренний электрод (штырь), 5 – МПК.

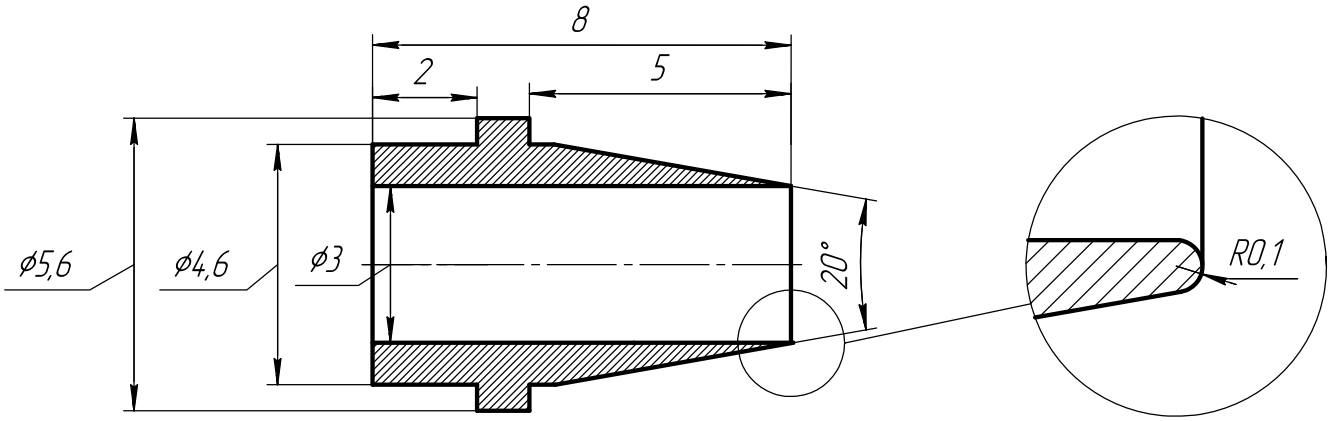


Рис. 4.2.3. Конструкция насадки. Шероховатость поверхностей Ra 1.25, допуски по квалитетам H9, h9, ±IT9/2.

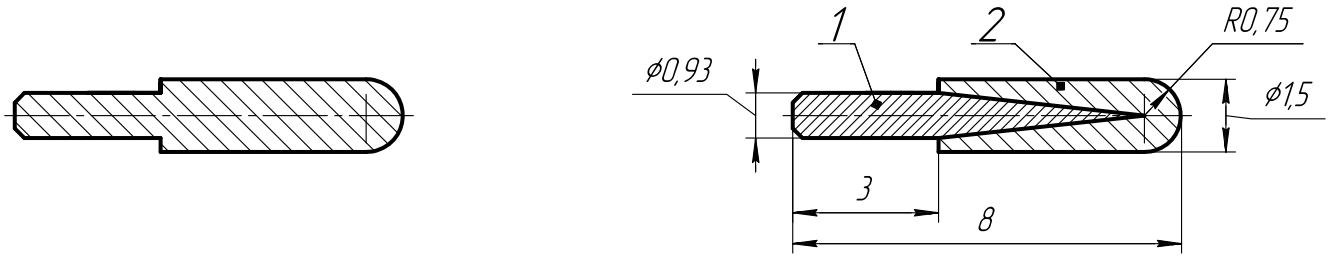


Рис. 4.2.4. Конструкция штыря: слева – штыри из твёрдых материалов (Ni, Co, Ti, Cu, Al); справа – штырь из Sn: олово (2) напаяно на твёрдый керн (1) из латуни. Шероховатость поверхностей Ra 1.25, допуски по квалитетам h9, ±IT9/2.

Волновые сопротивления коаксиального тракта и нагрузки были согласованы везде за исключением, быть может, небольшого участка тракта вблизи электродной системы. В любом случае, электрическая длина такого участка была менее 10 мм (время прохождения порядка 40 пс) и ею в настоящих экспериментах можно было пренебречь. Вместе с тем, необходимость согласования сопротивлений накладывала ограничения на диапазон изменения сопротивления нагрузки. В результате были выбраны три величины сопротивления – 25, 50 и 100 Ом.

§ 4.3. Влияние величины коммутируемого напряжения

Выбранная конструкция электродной системы – коаксиальная; геометрия электродов, таким образом, существенно различается. Поэтому можно ожидать, что поведение разряда будет отличаться при разной полярности электродов.

Положительная полярность

Рассмотрим вначале случай, когда центральный электрод (штырь) является анодом, а внешний (насадка) – катодом. Такую полярность далее будем называть положительной.

Типичная осциллограмма разрядного тока приведена на рис. 4.3.1. Как и на временном профиле концентрации электронов, на данной осциллограмме наблюдаются два импульса. Можно потому предположить, что первый импульс связан с торможением плазменной струи на разрядном промежутке, формированием ударно-сжатого слоя, а затем, через ≈ 10 мкс – выносом плазмы из промежутка. Второй же импульс связан с тем, что плазмотрон всё еще продолжает ускорять плазму. Поэтому основной интерес представляет первый импульс.

Характерная длительность нарастания тока составляет порядка 2…3 мкс; спада – в несколько раз больше (порядка десяти микросекунд).

При изменении ЭДС внешней цепи (коммутируемого напряжения) форма осциллограммы тока разряда качественных изменений не претерпевает, однако изменяется амплитуда основного импульса. Её мы далее для краткости будем именовать амплитудой разрядного тока.

Зависимость амплитуды тока разряда от коммутируемого напряжения представлена на рис. 4.3.2.

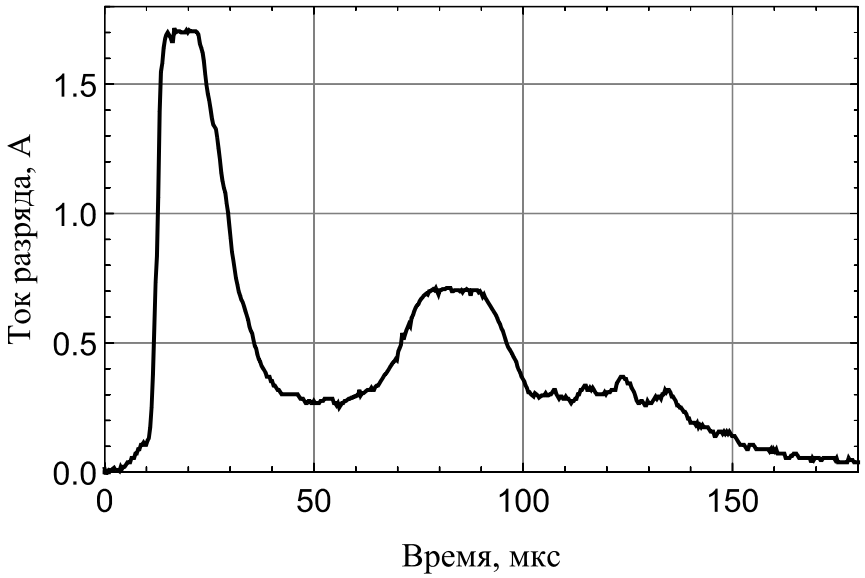


Рис. 4.3.1. Типичная осциллограмма разрядного (коммутируемого) тока при положительной полярности.

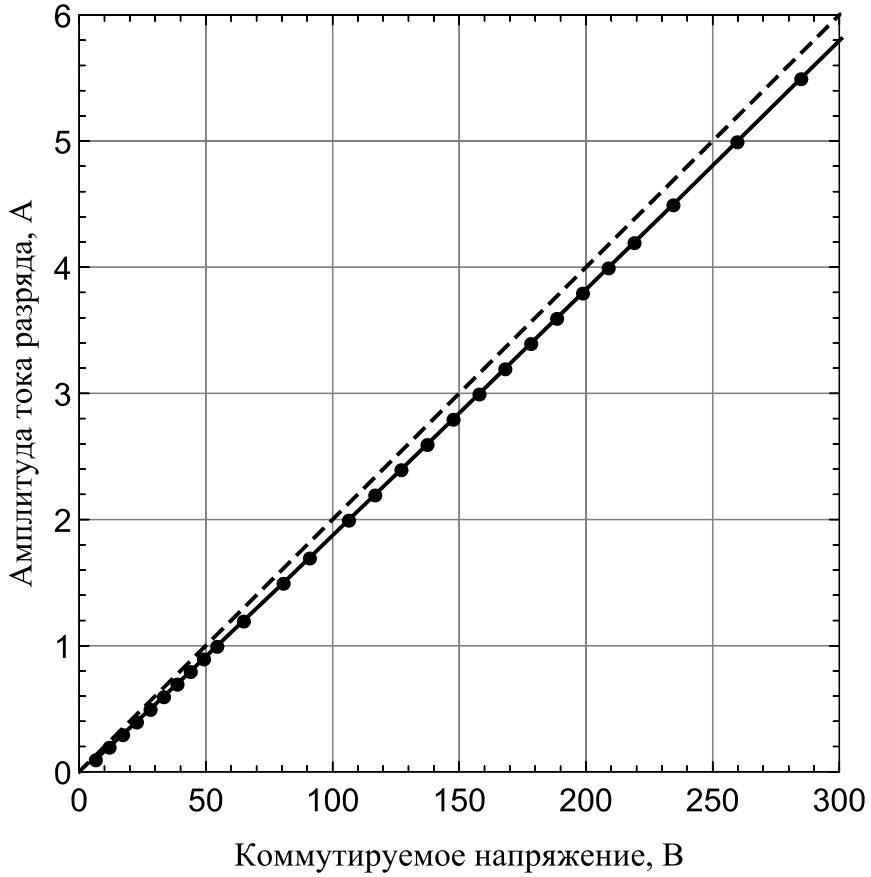


Рис. 4.3.2. Зависимость амплитуды разрядного тока от коммутируемого напряжения. Точки – эксперимент, кривая – интерполяция; пунктиром отмечен предельный ток, ограниченный нагрузкой (50 Ом).

Видно, что ток близок к предельному – ограниченному нагрузкой, т.е. большая часть напряжения оказывается приложенной к нагрузке. Соответственно, кривая лишь незначительно «провисает» относительно линии максимального тока. Поэтому гораздо более информативной представляется зависимость падения напряжения на разряде (во время основного импульса) от разрядного тока. Такая зависимость представлена на рис. 4.3.3. Она, как видим, не имеет каких-либо скачков и носит монотонный характер.

Важно заметить, что при нулевой ЭДС внешней цепи ток и падение напряжения на разряде также равны нулю. Это свидетельствует о незначительности паразитных связей электродной системы с системой питания плазмотрона.

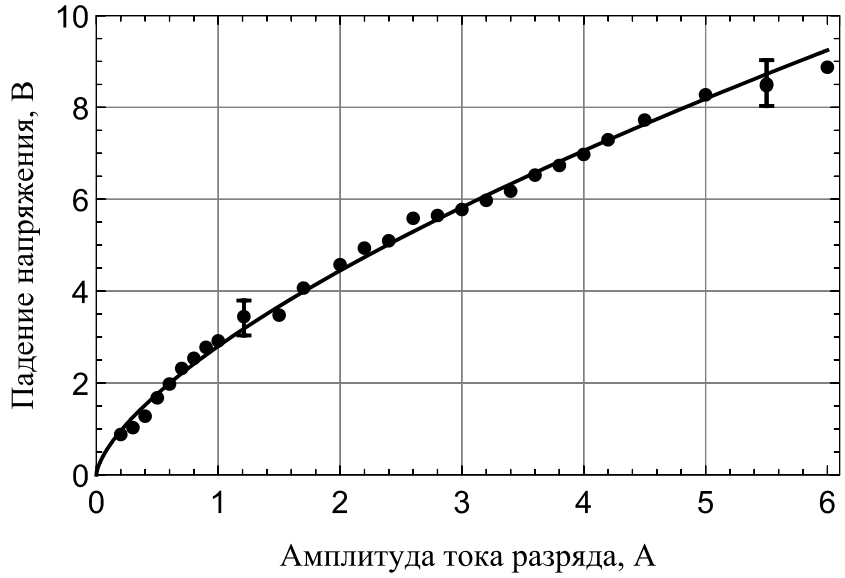


Рис. 4.3.3. Зависимость падения напряжения на разряде от тока разряда. Точки – эксперимент, кривая – аппроксимация; основной источник погрешности – статистический разброс.

Величина падения напряжения имеет статистический разброс, который заметно превышает погрешность измерений. Основной причиной такого разброса является, по-видимому, нестабильность параметров плазменной струи, создаваемой МПК. Поэтому на представленном и последующих графиках приводятся результаты, усреднённые по нескольким опытам, а типичная ширина разброса отмечена в виде погрешности.

Аппроксимирующая функция выбиралась из следующих соображений. В результате электронной эмиссии (её механизм будет обсуждён в следующей главе) вблизи катода образуется отрицательный пространственный заряд. Поэтому зависимость эмиссионного тока от приложенного к катодному слою напряжения можно в первом приближении описать известным законом «трёх вторых» Чайлда - Ленгмюра. Можно далее предположить, что инжектированная плазма обладает достаточной проводимостью, и практически всё

приложенное к разряду напряжение падает на катодном слое. Поскольку на рис. 4.3.3 представлена обратная зависимость – падения напряжения ΔU от тока I, то аппроксимирующая функция выбиралась в виде $\Delta U = g^{-2/3} \cdot I^{2/3}$, где g - размерный коэффициент пропорциональности, имеющий смысл первеанса.

При дальнейшем увеличении коммутируемого напряжения, начиная с некоторого его значения, форма осциллограммы разрядного тока качественно меняется (рис. 4.3.4). Ток в этом случае уже не выключается при освобождении промежутка от плазмы. По всей видимости, происходит повторный пробой промежутка и зажигание разряда, на этот раз – самостоятельного. Характерное время развития повторного пробоя – порядка микросекунды. Повторный пробой развивается начиная с напряжения (350±40) Вольт.

При ещё большем увеличении коммутируемого напряжения ($\gtrsim 550$ В) наступает самопробой. Такой полностью неуправляемый пробой происходит вообще без плазменной инжекции. Электродная система становится, по сути, разрядником. Поскольку начальное давление газа – 50 Торр - достаточно низкое, то пробой развивается по лавинному механизму. Величина напряжения самопробоя находится в хорошем согласии с оценкой, полученной из закона Пашена (§ 2.1).

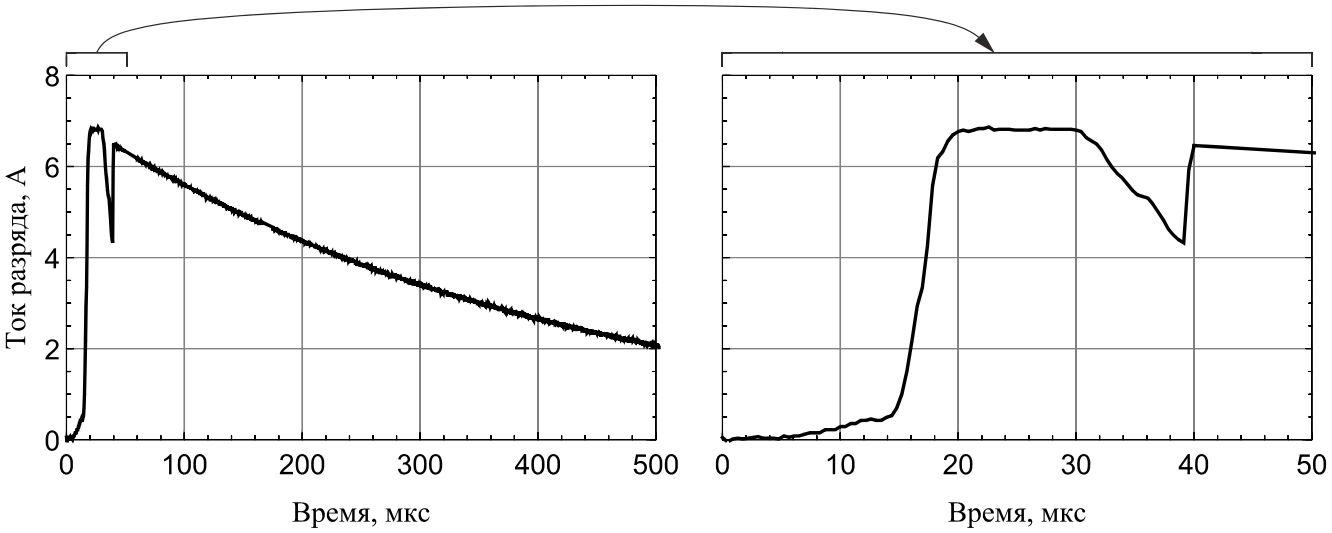


Рис. 4.3.4. Характерная осциллограмма разрядного тока при положительной полярности и высоком (350 В) коммутируемом напряжении. Вместо выключения тока происходит повторное зажигание разряда.

Отрицательная полярность

Рассмотрим теперь случай отрицательной полярности, когда центральный электрод (штырь) является катодом, а внешний (насадка) – анодом. Характерное семейство

осциллограмм разрядного тока при различных значениях ЭДС внешне цепи представлено на рис. 4.3.5.

Прежде всего заметим, что амплитуда разрядного тока в случае отрицательной полярности существенно отличается от случая полярности положительной. Вместе с тем, характерная длительность импульса и время нарастания (≈ 10 мкс) оказалась весьма близка.

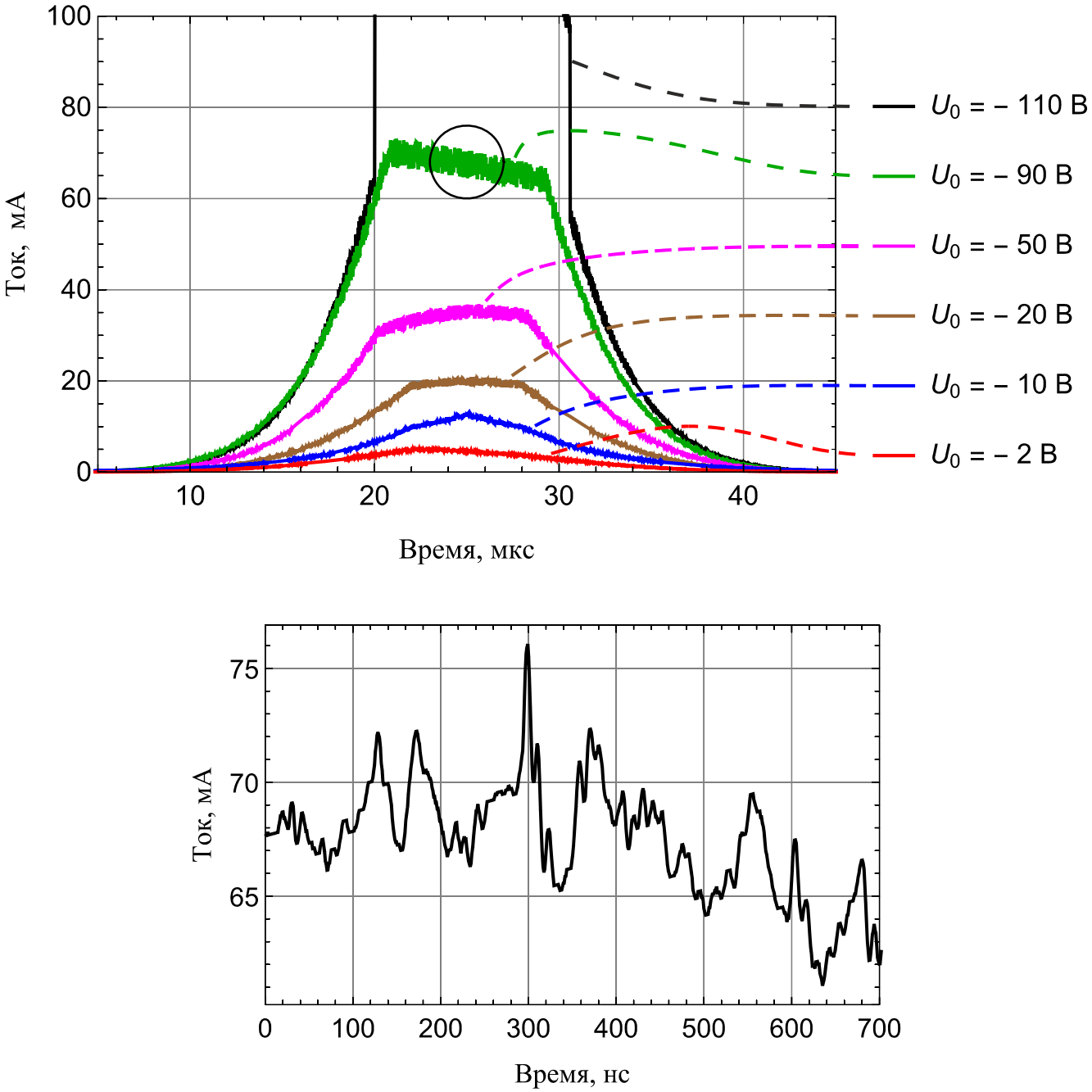


Рис. 4.3.5. Типичные осциллограммы тока при малых значениях коммутируемого напряжения U_0. На верхнем рисунке показан весь процесс коммутации; отсчёт времени начинается с момента срабатывания МПК. На нижнем приведен увеличенный фрагмент верхнего рисунка, выделенный кругом - осциллограмма шума при быстрой развёртке.

Ток заметно зашумлён; осциллограмма тока, снятая при более быстрой развёртке, позволяет грубо оценить временной масштаб процессов, являющихся причиной шума – десятки наносекунд.

При малых значениях ЭДС внешней цепи практически всё напряжение падает на разряде, хотя малый (несколько миллиампер) ток всё же протекает. С увеличением напряжения увеличивается также и амплитуда тока; его форма меняется, становясь более прямоугольной и более выраженной.

Начиная с некоторого (≈ 110 В) напряжения картина качественно меняется. В определённый момент времени амплитуда разрядного тока резко возрастает, а затем, через ≈ 10 мкс, - столь же резко спадает. Осциллограмма при тех же начальных условиях, но с меньшим коэффициентом вертикального отклонения (рис. 4.3.6) демонстрирует практически идеальный прямоугольный импульс. Можно поэтому сказать, что под действием плазменной инжекции происходит полностью управляемая (и по включению, и по отключению) коммутация тока. Точно такая же картина наблюдалась в экспериментах, описанных в Главе 3, с разницей лишь в длительности импульса и его задержке относительно тока МПК, что объясняется различиями в геометрии электродных систем. Заметим также, что длительность импульса и его положение относительно начала разряда плазмотрона остаются неизменными (в пределах незначительного статистического разброса) при изменении напряжения и тока.

При дальнейшем увеличении ЭДС наблюдается ещё одно качественно изменение - отключения тока уже не происходит. Вместо полного выключения тока происходит его бросок; разряд после этого не гаснет и ток продолжает течь. Бросок тока происходит в тот же момент времени, в который при меньших напряжениях происходит полное выключение. Таким образом, начиная с некоторого коммутируемого напряжения управляемого отключения тока не происходит. Снятая при быстрой развёртке осциллограмма показывает, что ток спадает практически до нуля за субнаносекундное время, а затем за пару наносекунд восстанавливается до прежнего уровня. Время спада тока столь мало, что корректная оценка его является отдельным вопросом; его мы обсудим ниже.

При ещё большем увеличении ЭДС, как и при положительной полярности, наступает самопробой.

Зависимость амплитуды разрядного тока от ЭДС внешней цепи (рис. 4.3.7) наглядно демонстрирует качественно различное поведение разряда при напряжениях больше и меньше некоторого критического. При превышении этого критического значения ток, как видно, приближается к максимальному – ограниченному внешней цепью.

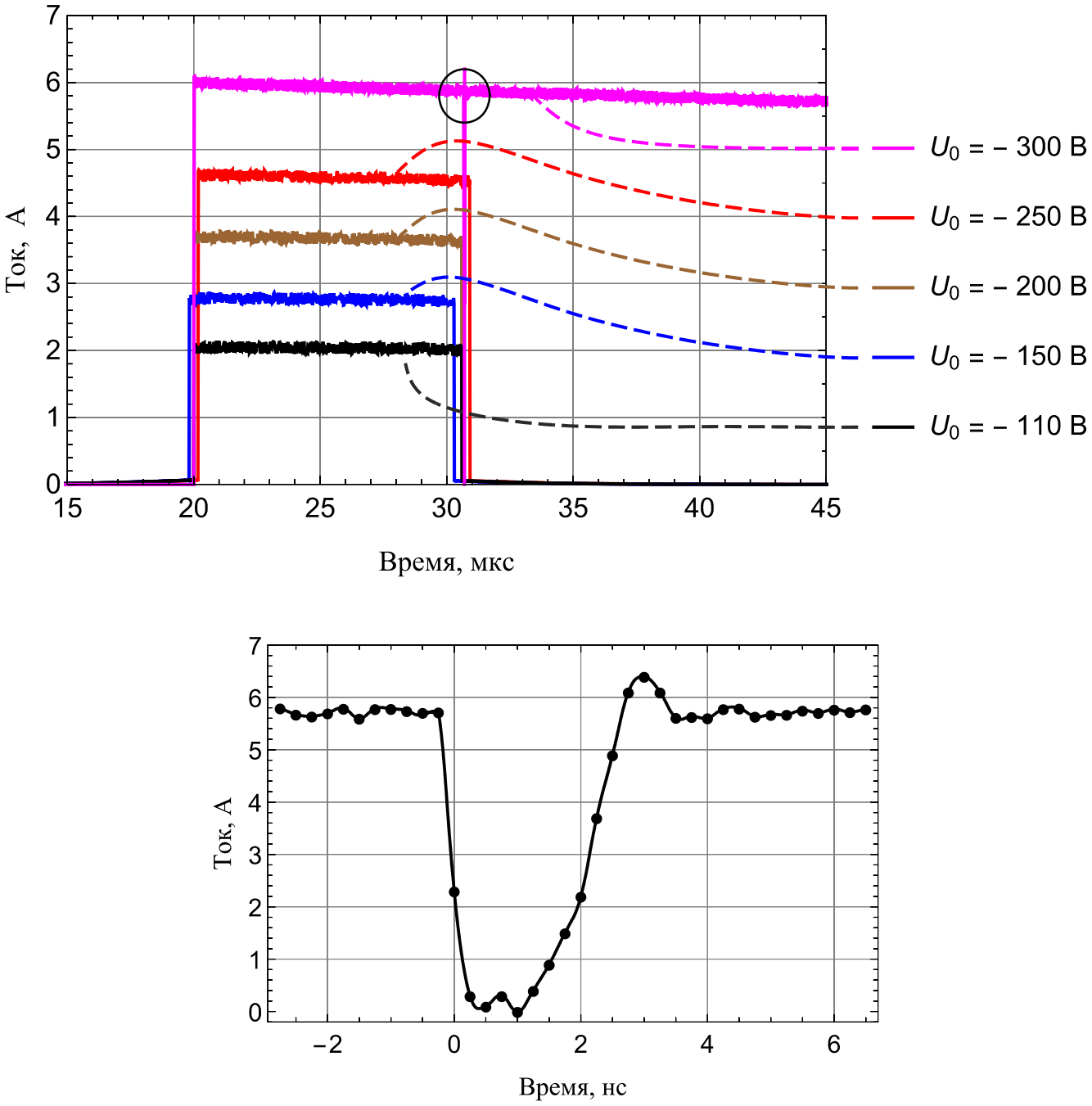


Рис. 4.3.6. Типичные осциллограммы тока при больших значениях ЭДС U_0 внешней цепи. На верхнем рисунке показан весь процесс коммутации; отсчёт времени начинается с момента срабатывания МПК. На нижнем приведен увеличенный фрагмент верхнего рисунка, выделенный кругом - осциллограмма повторного пробоя и перезажигания разряда при быстрой развёртке реального времени; точки – отсчёты, кривая – сплайн-интерполяция.

Несколько более информативными являются зависимости падения напряжения на разряде (рис 4.3.8 и 4.3.9). Аппроксимирующая функция для зависимости на рис. 4.3.8 искалась в виде $I = c_1 \cdot \mathrm{sinc}^{-1}\left(c_2\left(1+\frac{\Delta U}{c_3}\right)^{3/16}\right)\cdot\exp\left(c_4\left(1+\frac{\Delta U}{c_3}\right)^{1/8}\right)$, где c_1, c_2, c_3 и c_4 - константы. Такая

функция была выбрана в соответствии с известными [96] зависимостями для термоавтоэлектронной эмиссии; подробнее этот вопрос будет рассмотрен в § 5.2.

При ЭДС выше критической (рис. 4.3.9) падение напряжения на разряде имеет тенденцию к насыщению с ростом разрядного тока. Максимальное значение при этом составляет порядка 15 Вольт.

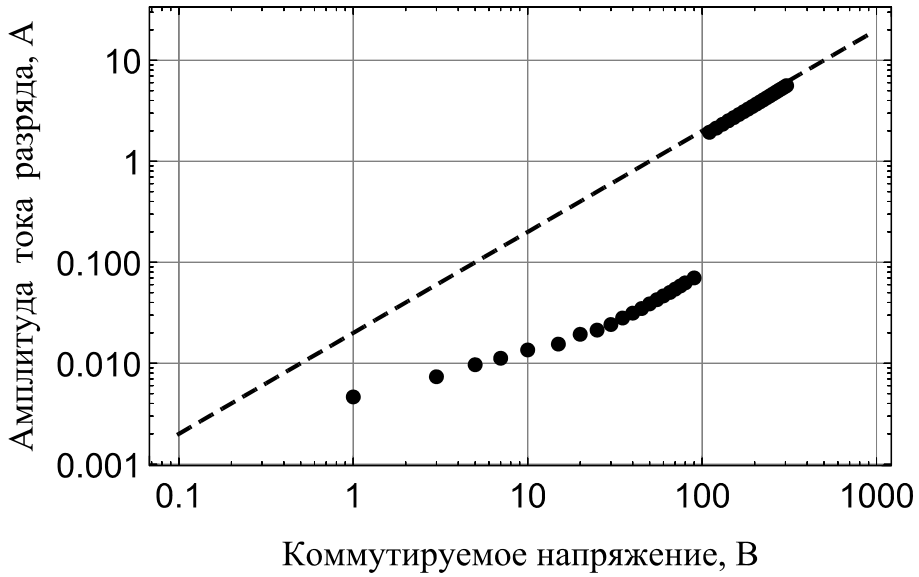


Рис. 4.3.7. Зависимость амплитуды тока разряда от коммутируемого напряжения. Точки – эксперимент, пунктирная линия – максимально возможный ток (ограничен сопротивлением нагрузки $R_L = 50 Ом$)

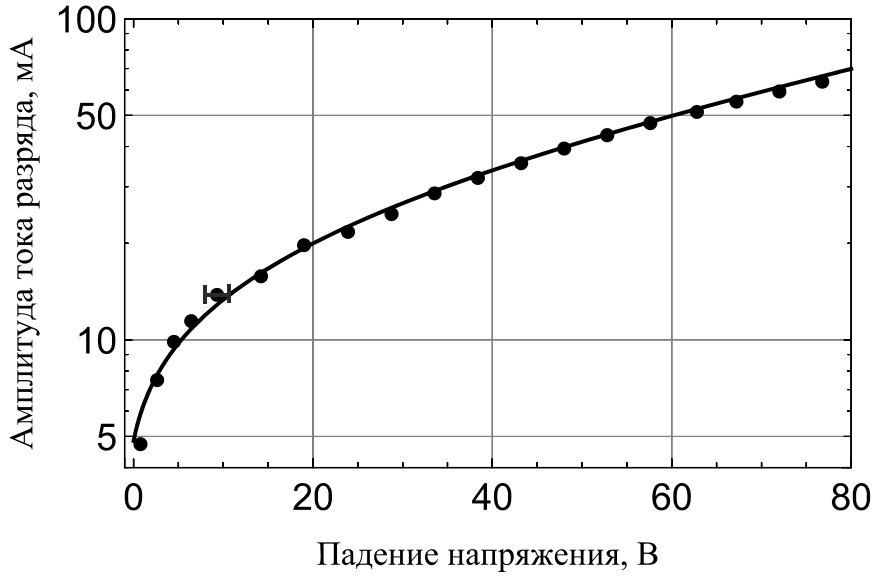


Рис. 4.3.8. Зависимость падения напряжения на разряде от амплитуды разрядного тока при токе меньше порогового. Точки – эксперимент; кривая – аппроксимация; основной источник погрешности – статистический разброс.



Рис. 4.3.9. Зависимость падения напряжения от тока разряда (ток больше порогового). Точки – эксперимент; ломаная – интерполяция.

Вернёмся теперь к обсуждению характерного времени нарастания и спада тока при напряжении выше критического. Здесь и далее используется стандартное обозначение «длительность фронта» - время нарастания сигнала от уровня 10% амплитуды до уровня 90%; аналогично и для длительности спада.

Нарастание тока, как мы уже видели на осциллограмме рис. 4.3.5, имеет два чётко выделяемых этапа, которые можно условно назвать «медленным» и «быстрым».

Медленный этап длится порядка нескольких (≈ 10) микросекунд; за это время ток нарастает незначительно, примерно на несколько процентов от своего амплитудного значения. Основное нарастание, таким образом, происходит на быстром этапе.

Эксперимент показал, что длительность быстрого этапа имеет широкий разброс от раза к разу. Практически всегда она лежит в диапазоне (1…50) нс.

Процесс отключения тока качественно отличается от процесса включения. Длительность спада тока весьма мала. Она лежит в субнаносекундном диапазоне и не имеет заметного статистического разброса. Зависимость тока от времени обладает хорошей повторяемостью. Это позволило при снятии осциллограммы (рис. 4.3.10) использовать кроме развёртки реального времени также стробоскопическую развертку.

Наблюдаемое на осциллограмме время спада $\tau_{tot} \approx 330\,nc$ складывается из времени спада исследуемого сигнала и конечного времени спада переходной характеристики используемого осциллографа ($\tau_{osc} \approx 310\,nc$). Поэтому истинное время спада тока составляет [97] $\tau_{real} = \sqrt{\tau_{tot}^2 - \tau_{osc}^2} \approx 100\,nc$. Эта же оценка справедлива для спада тока при перезажигании разряда (рис. 4.3.6).

Из найденного значения времени спада можно получить оценку граничной частоты в спектре исследуемого сигнала по известной [97] формуле $f = \frac{0.35}{\tau_{real}} \approx 3\ ГГц$. Это совпадает с граничной частотой измерительного тракта, т.е. тракт может ограничивать скорость спада тока и полученное значение τ_{real} является оценкой сверху. Реальное время спада, таким образом, может быть меньше.

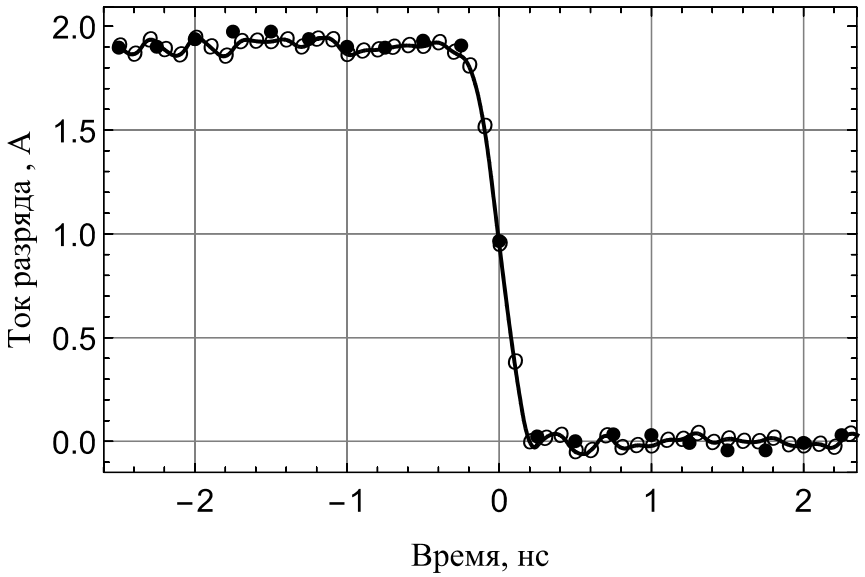


Рис. 4.3.10. Осциллограмма спада (отключения) тока. Точки: ● – однократная развёртка реального времени, о – стробоскопическая развёртка методом RIS [99]; кривая – сплайн-интерполяция.

Не было замечено какой-либо зависимости процесса отключения от величины тока, материала электродов и силы плазменной инжекции. Этот результат, впрочем, может быть обусловлен недостаточной полосой пропускания измерительных трактов и недостаточным временным разрешением.

§ 4.4. Влияние величины коммутируемого тока

Положительная полярность

Зависимость падения напряжения от тока разряда при разных сопротивлениях нагрузки показана на рис. 4.4.1. Видно, что величина сопротивления не оказывает в пределах погрешности влияния на падение напряжения, а, следовательно, и на процесс коммутации тока.

Это позволяет сделать вывод о стационарности последнего. Действительно, на падение напряжения влияет только ток разряда, и не влияет ЭДС внешней цепи.

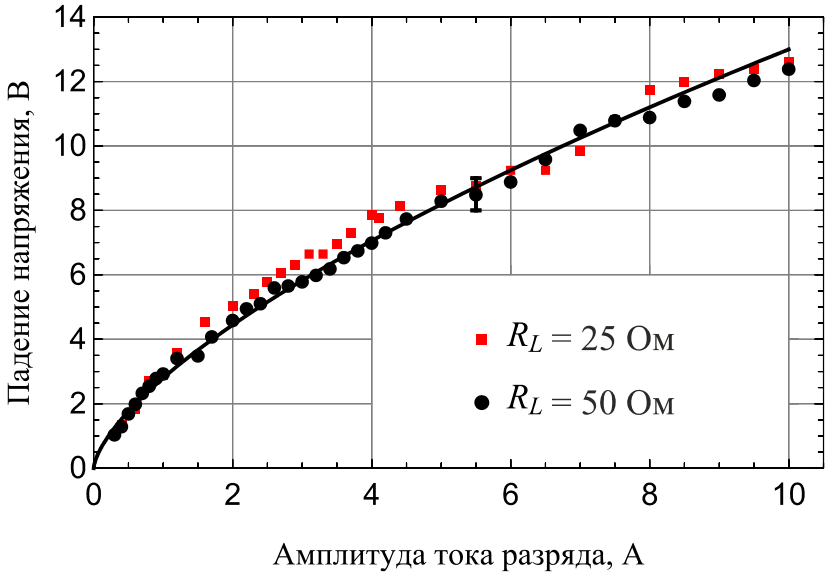


Рис. 4.4.1. Зависимость падения напряжения на разряде от амплитуды тока разряда при разных сопротивлениях нагрузки R_L. Точки – эксперимент, кривая – аппроксимация.

Эксперимент показал, что перезажигание разряда и восстановление величины тока до прежнего значения при «выносе» плазмы из промежутка определяется приложенным к промежутку напряжением в момент обрыва тока.

Отрицательная полярность

Зависимость амплитуды тока разряда от ЭДС внешней цепи при разных сопротивлениях нагрузки (рис. 4.4.2) сразу показывает, что критическим параметром является не напряжение, а ток. Действительно, при всех сопротивлениях нагрузки качественное изменение в поведении разряда наступает в том случае, когда внешняя цепь оказывается способна обеспечить ток $\gtrsim 2$ А.

До порогового тока, как видно, сопротивление нагрузки заметного влияния не оказывает. Это, впрочем, можно объяснить тем, что ток разряда мал и практически вся ЭДС внешней цепи оказывается приложена к разряду; лишь незначительная доля напряжения падает на нагрузке.

При токах больше порогового падение напряжения также не зависит от сопротивления нагрузки (рис. 4.4.3).

Перезажигание разряда и восстановление величины тока до прежнего значения при «выносе» плазмы из промежутка определяется ЭДС внешней цепи.

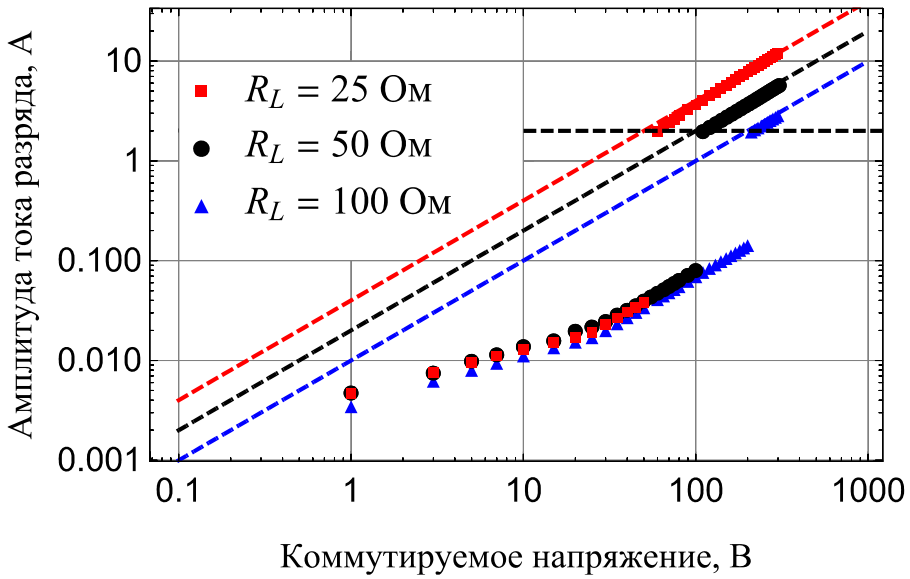


Рис. 4.4.2. Семейство зависимостей амплитуды тока разряда от коммутируемого напряжения при разных сопротивлениях нагрузки R_L. Точки – эксперимент, пунктирные линии – максимально возможный ток (ограничен сопротивлением нагрузки).

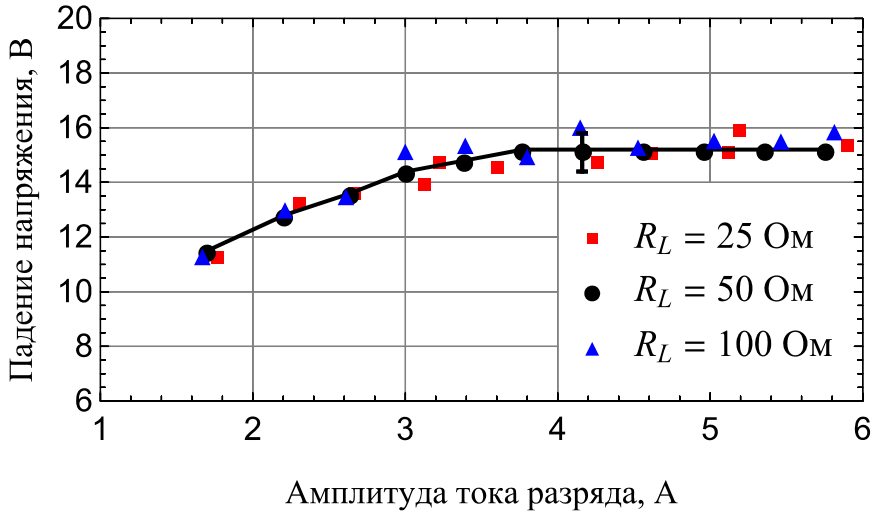


Рис. 4.4.3. Зависимость падения напряжения от амплитуды разрядного тока при разных сопротивлениях нагрузки R_L (ток больше порогового). Точки – эксперимент, кривая – интерполяция.

§ 4.5. Автографы разряда

Изучение автографов разряда – следов, остающихся на поверхности электродов - позволяет сделать ряд выводов о процессах в приэлектродной зоне.

Прежде всего было отмечено, что по мере работы на электродах появляется напыление, что фиксировалось визуально по изменению цвета поверхности. Напыление происходит вне зависимости от тока разряда и даже в том случае, когда к электродам не приложено напряжение и ток не протекает. Естественно было предположить, что такое напыление представляет собой продукты эрозии плазмотрона. Напыление наблюдалось практически на всей площади штырей и насадок.

Электронная микроскопия поверхности электродов показала, что в результате напыления рельеф поверхности остаётся практически неизменным. Таким образом, толщина напыления много меньше характерного размера шероховатости поверхности (порядка микрона). Практически не регистрировалось набрызгивания капель на поверхность электродов.

Химический состав напыления определялся методом рентгенофлюоресцентного анализа (РФА) и по тормозному рентгеновскому излучению, регистрируемому при электронной микроскопии (микроанализ). При этом РФА обеспечивал анализ участка поверхности площадью ≈ 20 мм^2, а микроанализ - площадью порядка нескольких мкм^2.

Оба метода показали, что напыление состоит из вольфрама - материала электродов плазмотрона. Рентгеновские спектры, полученные при РФА и микроанализе, представлены на рис. 4.5.1 и 4.5.2 соответственно. На обоих спектрах видны основные характеристические линии вольфрама.

Отсутствие заметных изменений в рельефе поверхности электродов позволяет сделать вывод о том, что вольфрам напыляется на поверхность катода в виде конденсирующихся паров, а не набрызгивается в виде капель.

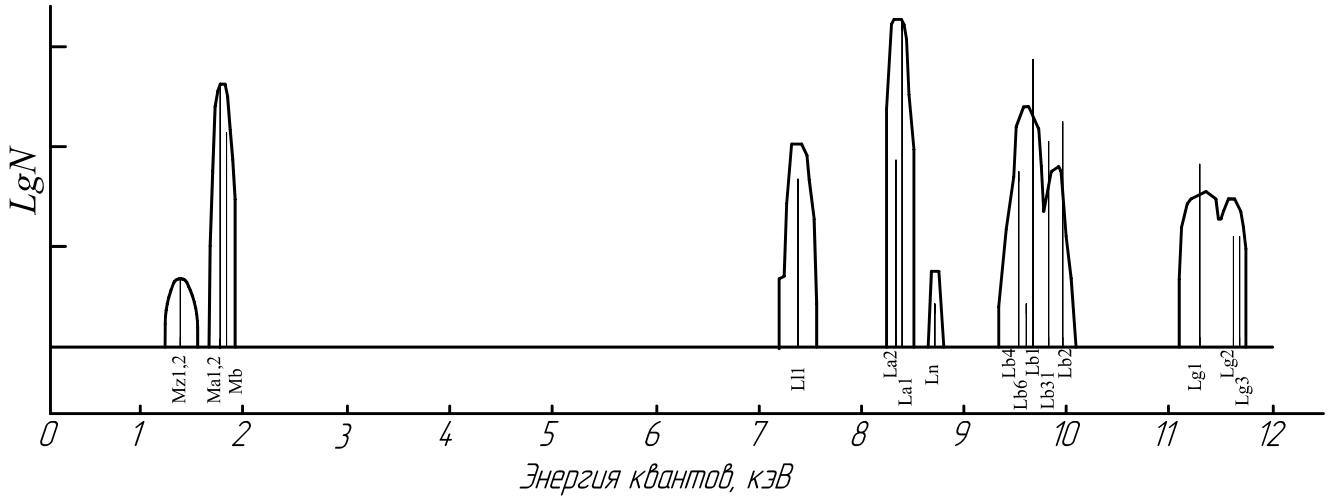


Рис. 4.5.1. Разность нормированных рентгеновских спектров при РФ анализе насадки из алюминия до и после напыления. По оси ординат отложен логарифм числа зарегистрированных квантов. Идентифицированные характеристические линии вольфрама [110] указаны в нотации Зигбана.

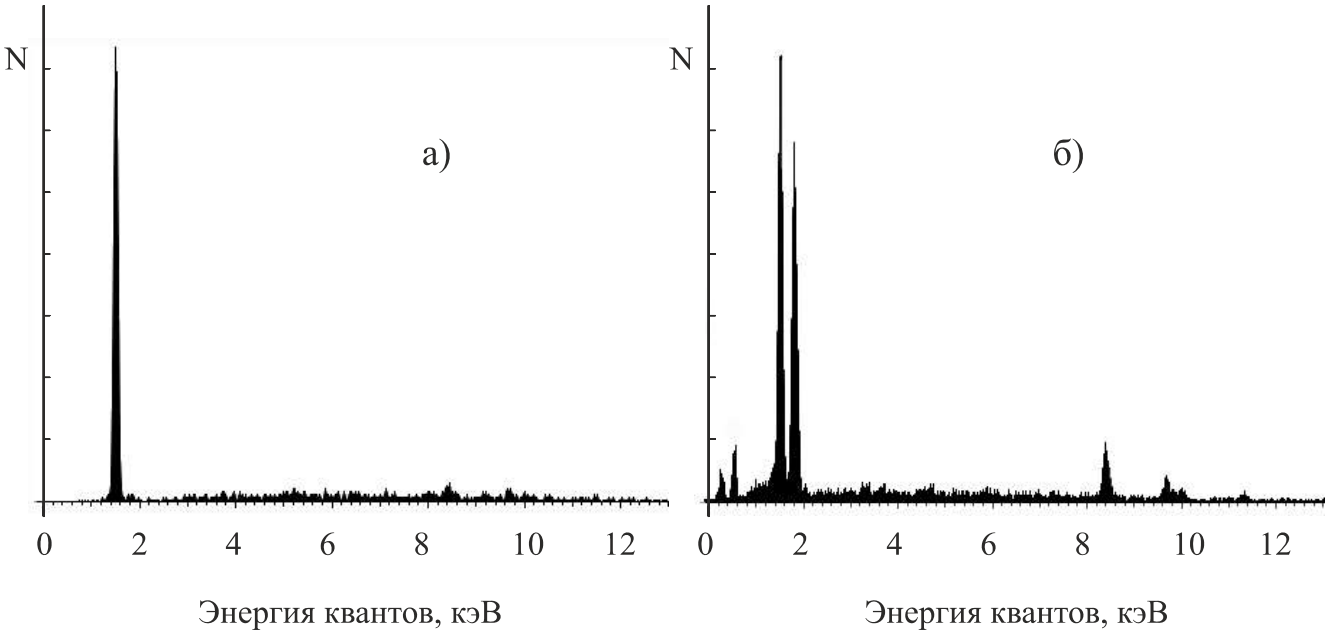


Рис. 4.5.2. Спектры рентгеновского излучения при микроанализе поверхности штыря из алюминия: а) – до эксперимента (только линия алюминия); б) – после (видны основные серии M, L линий вольфрама). По оси ординат отложено число N зарегистрированных квантов.

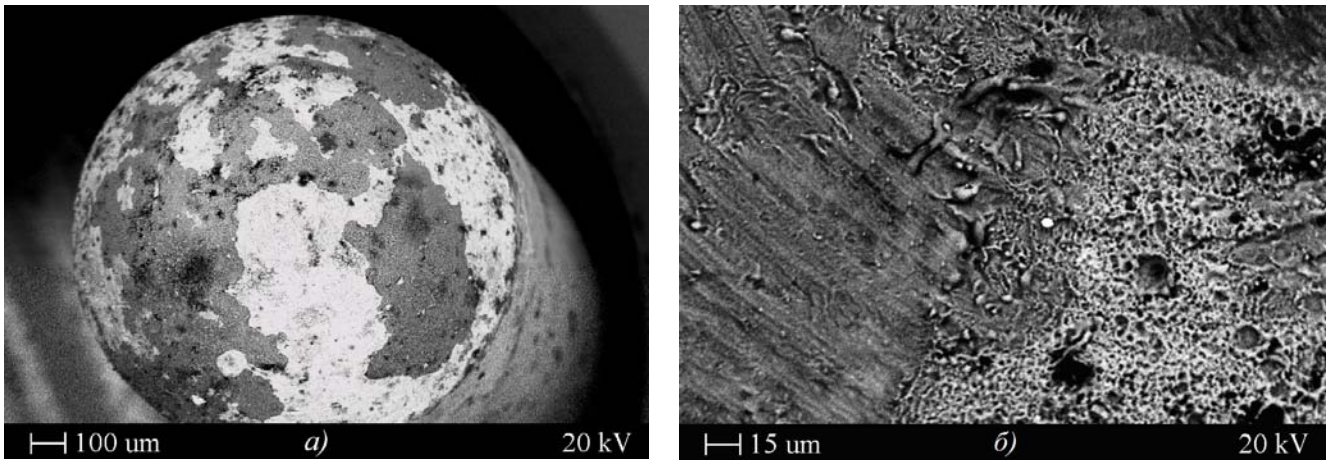


Рис. 4.5.3. Микрофотографии поверхности штыря - катода после разряда при отрицательной полярности. Тёмные участки на рис. а) – автографы разряда; на рис. б) видна граница области эрозии. Фотографии получены на сканирующем электронном микроскопе.

Анализ рельефа поверхности электродов показал, что при положительной полярности не наблюдается эрозии ни катода (насадки), ни анода (штыря) даже после нескольких десятков разрядов. Из этого был сделан вывод о диффузном характере привязки разряда к электродам при положительной полярности.

При отрицательной полярности имеет место иная картина. На аноде (насадке) в этом случае также нет следов эрозии, однако они присутствуют на катоде (штыре). Практически все эрозионные следы сосредоточены на торцевой поверхности штыря (рис. 4.5.3а). Они имеют вид пятен и в зависимости от амплитуды разрядного тока и количества разрядов занимают ≈ 1…100 % площади торца штыря. Граница между подвергшейся и неподвергшейся эрозии областями довольно чёткая (рис. 4.5.3б) и занимает порядка нескольких микрон.

Более детальный анализ эрозионных следов позволил установить, что они представляют собой большое количество перекрывающихся кратеров, а также застывших металлических струй и капель. На краях подвергшейся эрозии области можно найти одиночно расположенные кратеры (см. микрофотографию на рис. 4.5.4). Одиночный кратер можно упрощённо представить в виде полусферической лунки с характерным диаметром порядка нескольких микрон. Таким образом, форма и размер кратера оказываются весьма близки к форме и размеру типичного катодного кратера, образующегося в результате самостоятельного дугового разряда, униполярной дуги или взрывной электронной эмиссии (см. §1.2, рис. 1.2.3). Это свидетельствует о том, что катодная привязка разряда – контрагированная, и на катоде горит катодное пятно. Множественные перекрытия кратеров свидетельствуют, по всей видимости, о том, что пятно (или его отдельные ячейки) многократно перезажигается. Перезажигание при этом, скорее всего, происходит на выплеснувшихся из предыдущего кратера каплях и струях, которые, как известно [5], являются концентраторами напряжённости, существенно усиливающими локальное электрическое поле. После многократных разрядов при отрицательной полярности отдельные кратеры оказываются уже неразличимы (рис. 4.5.5), а изменения в рельефе поверхности весьма близки к изменениям под действием катодного пятна в микроплазменном разряде (см. §1.2, рис. 1.2.7).

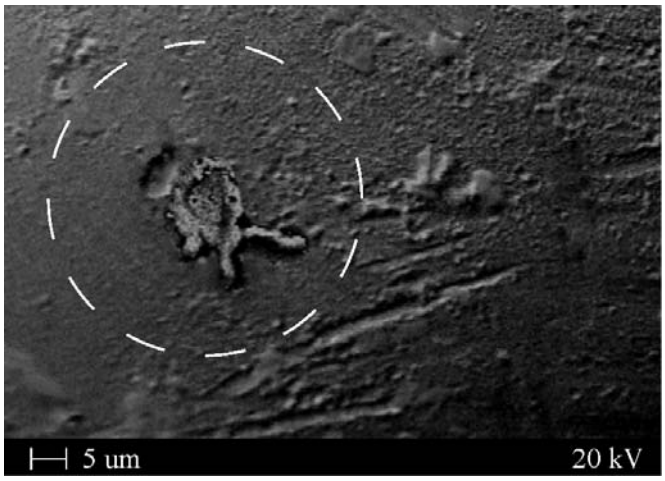


Рис. 4.5.4. Микрофотография одиночного кратера на поверхности штыря-катода после разряда отрицательной полярности.

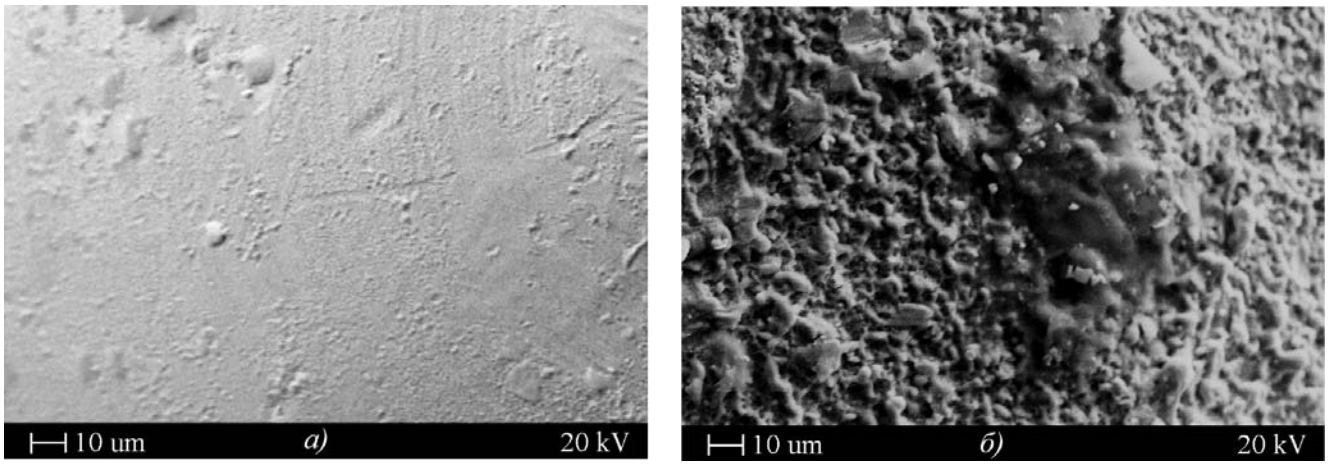


Рис. 4.5.5. Микрофотографии поверхности штыря - катода (а) незатронутой и (б) – затронутой эрозией при разряде отрицательной полярности. Фотографии получены на сканирующем электронном микроскопе.

Микроанализ химического состава поверхности, подвергшейся эрозии, показал существенное уменьшение количества напылённого вольфрама по сравнению с областью, не подвергшейся эрозии.

§ 4.6. Влияние материала электродов

Как уже отмечалось, в процессе коммутации тока принципиальную роль играют механизмы эмиссии. Многие из них существенно зависят от параметров материала катода – например, работы выхода. В настоящих экспериментах падение напряжения на разряде довольно мало (порядка десяти вольт), поэтому можно ожидать, что оно будет иметь заметную зависимость от материала катода.

Автографы разряда, как было выяснено в предыдущем параграфе, существенно различаются при положительной и отрицательной полярностях. В случае отрицательной полярности вид автографов указывает на горение на поверхности катода катодного пятна; об этом же свидетельствует величина критического тока (единицы ампер) и незначительное падение напряжение на разряде при токах выше порогового (≈ 10…15 В, т.е. порядка типичного катодного падения). Поэтому для определения влияния материала на процесс коммутации тока имеет смысл выбрать материалы с заметно различающимися пороговыми токами пятна.

Из этих соображений был выбран ряд металлов (табл. 4.6.1), из которых были изготовлены сменные штыри и насадки.

Табл. 4.6.1. Пороговый ток катодного пятна I_0 и катодное падение напряжения U_c для выбранных металлов. Данные взяты из [6].

Металл	Sn	Al	Cu	Ti	Co	Ni
I_0, А	0.6	1.0	1.5	2.0	3.2	6.0
U_c, В	12.0	14.4	16.0	14.3	15.2	15.0

Положительная полярность

Зависимость падения напряжения на разряде от амплитуды разрядного тока при разных материалах анода (штыря) представлена на рис. 4.6.1. Материал анода, как видно, влияния не оказывает.

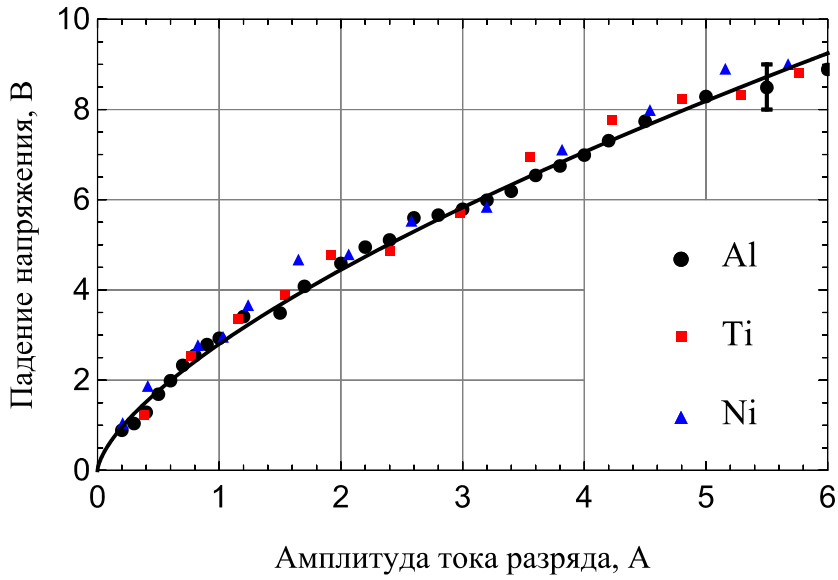


Рис. 4.6.1. Зависимость падения напряжения на разряде от тока разряда при разных материалах штыря (анода). Точки – эксперимент, кривая – аппроксимация.

Весьма интересным представляется также отсутствие заметного влияния материала катода (рис. 4.6.2).

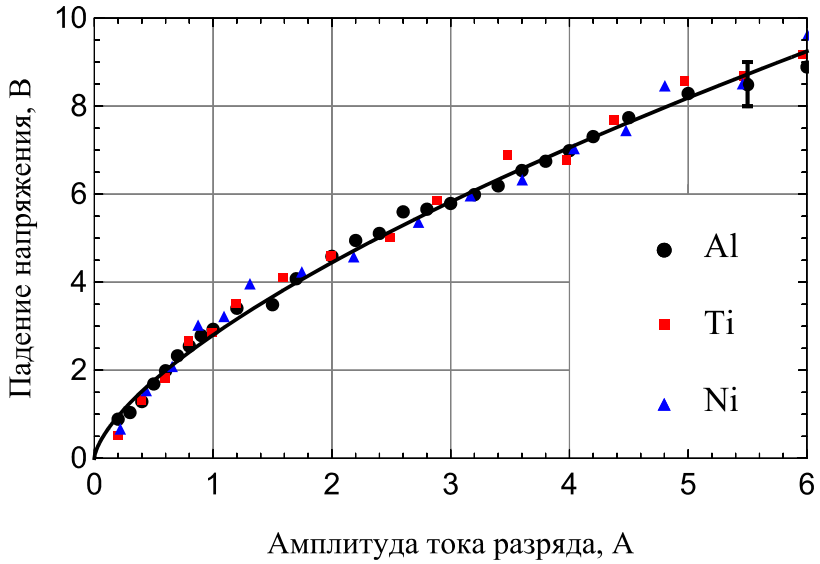


Рис. 4.6.2. Зависимость падения напряжения на разряде от амплитуды тока разряда при разных материалах насадки (катода). Точки – эксперимент, кривая – аппроксимация.

Отрицательная полярность

При отрицательной полярности материал анода также не оказывает никакого влияния на разряд (см. рис. 4.6.3).

Вместе с тем, обнаружено существенное влияние материала катода. Оно проявляется в величине порогового тока, а также в падении напряжения на разряде при токах выше порогового. Из представленных на рис. 4.6.4. результатов следует, что пороговый ток совпадает с соответствующим пороговым током зажигания катодного пятна. При токах меньше порогового какого-либо влияния материала не замечено.

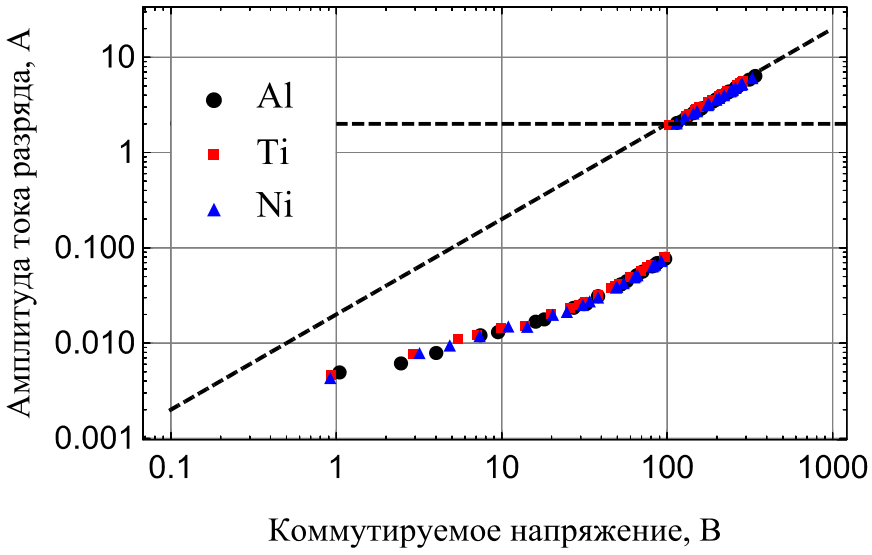


Рис. 4.6.3. Зависимость тока разряда от коммутируемого напряжения при разных материалах насадки (анода).

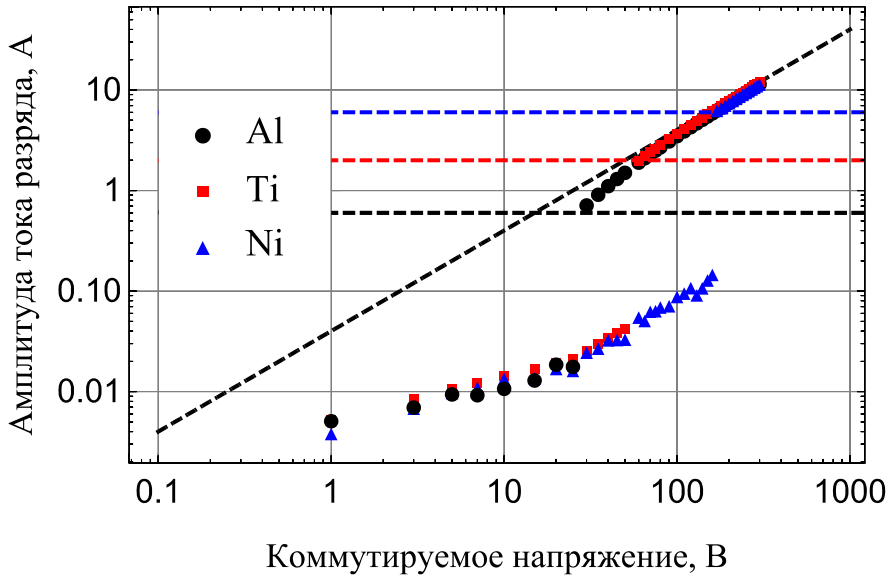


Рис. 4.6.4. Зависимость тока разряда от коммутируемого напряжения при разных материалах штыря (катода).

Наглядно сравнить измеренные пороговые токи для всех испытанных материалов с известными (табл. 4.6.1) литературными данными позволяет рис. 4.6.5. Видно, что для всех материалов измеренные токи оказались близки к известным, хотя и систематически меньше их.

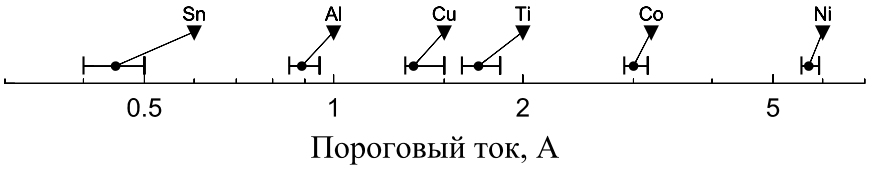


Рис. 4.6.5. Пороговые токи для разных металлов: ● – эксперимент, ▼ – данные [6]. Основной источник погрешности – статистический разброс.

Каких-либо качественных изменений в зависимости падения напряжения на разряде от амплитуды разрядного тока при токах выше порогового не замечено (рис. 4.6.6). Вне зависимости от материала напряжение имеет тенденцию к насыщению с ростом тока; видна некоторая количественная разница в пределе насыщения. Его значение для испытанных материалов также оказалось близко к известным (табл. 4.6.1) данным.

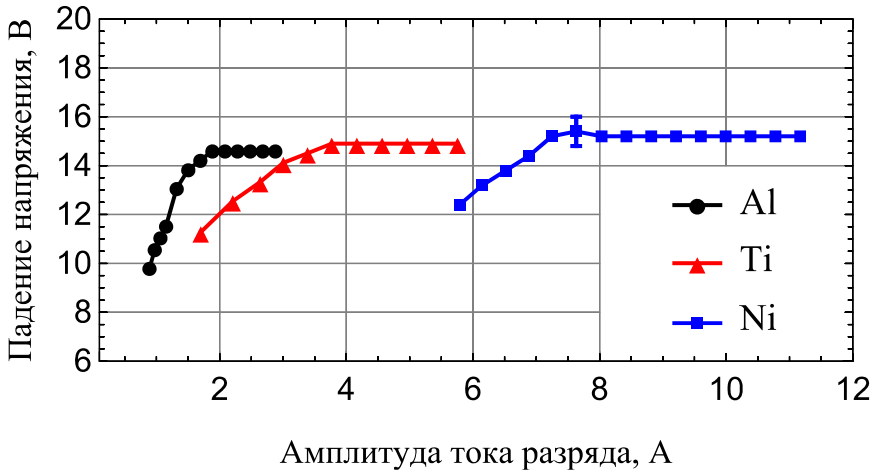


Рис. 4.6.6. Зависимость падения напряжения от амплитуды разрядного тока при разных материалах штыря (катода); ток больше порогового. Точки – эксперимент, кривая – интерполяция.

§ 4.7. Влияние параметров инжектируемой плазмы

Положительная полярность

Зависимость падения напряжения от амплитуды разрядного тока при положительной полярности нами уже рассматривалась. На рис. 4.7.1 же представлено семейство таких зависимостей, полученное при разной амплитуде тока плазмотрона.

Видно, что с усилением инжекции падение напряжения имеет тенденцию к снижению. Таким образом, при положительной полярности параметры инжектируемой плазмы оказывают существенное влияние на разряд.

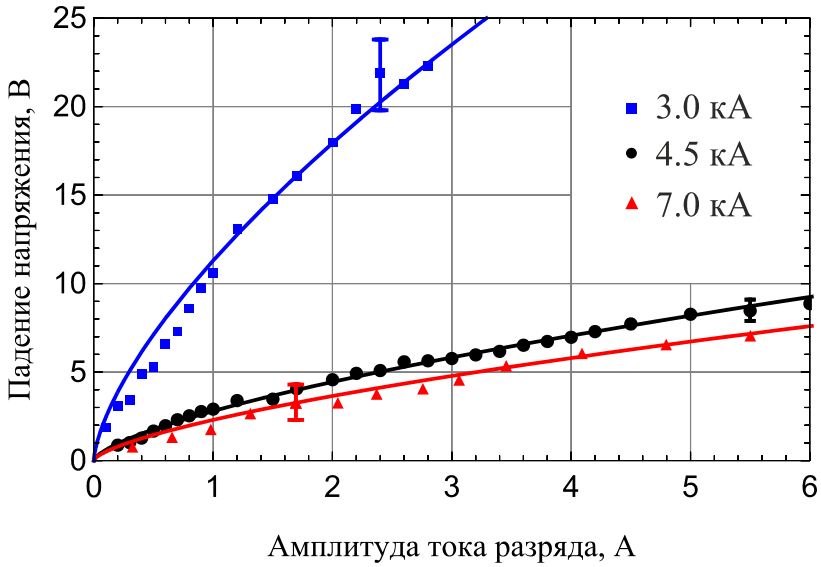


Рис. 4.7.1. Зависимость падения напряжения на разряде от коммутируемого (разрядного) тока при различной амплитуде тока МПК. Точки – эксперимент, кривые – аппроксимация. Основной источник погрешности – статистический разброс.

Отрицательная полярность

В случае отрицательной полярности при токах ниже порогового падение напряжения на разряде (рис. 4.7.2) также зависит от силы инжекции. Как и в случае положительной полярности, с ростом тока МПК падение напряжения уменьшается.

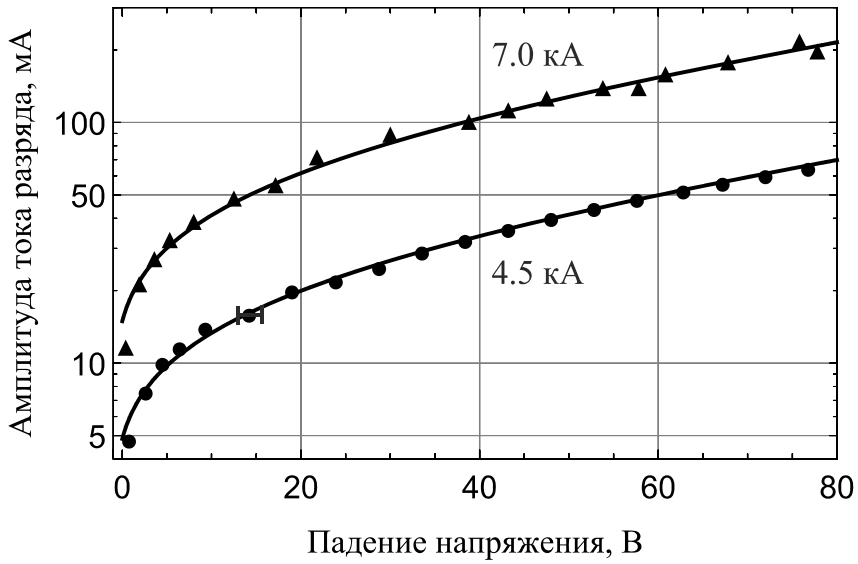


Рис. 4.7.2. Зависимость падения напряжения на разряде от амплитуды разрядного тока (ток меньше порогового) при различной амплитуде тока МПК (подписана числами у кривых). Точки – эксперимент, кривые – аппроксимация.

Вместе с тем, величина порогового тока и падение напряжения на разряде при токах выше порогового уже не зависят от параметров инжектируемой плазмы (рис. 4.7.3).

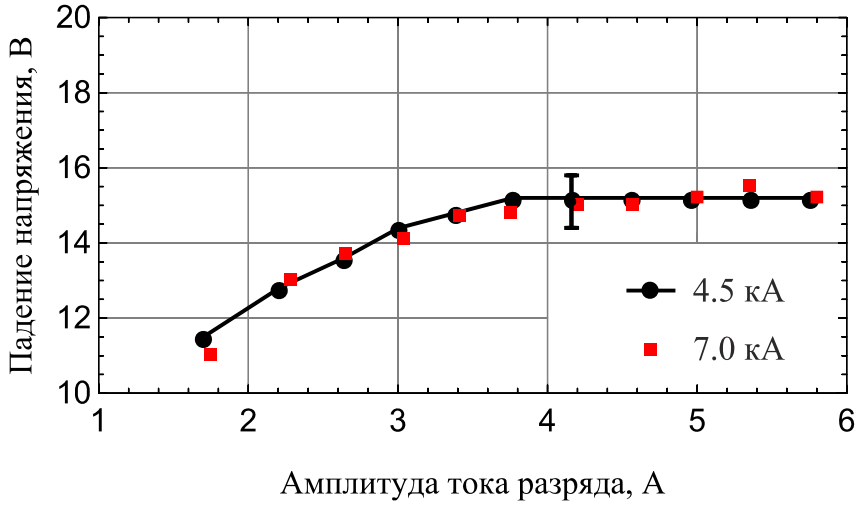


Рис. 4.7.3. Зависимость падения напряжения на разряде от тока разряда (ток больше порогового) при различной амплитуде тока МПК. Точки – эксперимент, кривая – интерполяция.

ГЛАВА 5. Обсуждение результатов

Определение механизмов эмиссии, как было указано при постановке задачи, является ключевым вопросом при исследовании коммутации тока в маломощном разряде с плазменной инжекцией. Рассмотрим этот вопрос, опираясь на полученные результаты детального исследования процесса коммутации.

Но прежде всего заметим, что полный ток разряда складывается из тока проводимости и макроскопического тока смещения. Последний возникает в силу того, что ёмкость электродной системы меняется при заполнении её плазмой. Вместе с тем, вклад тока смещения, как показывают выполненные оценки (см. Приложение Б), оказывается несущественен, и потому им можно пренебречь.

§5.1. Механизмы эмиссии

В предыдущей главе было установлено, что поведение разряда (ВАХ, скорости изменения сопротивления и т.п.) существенно меняется при смене полярности электродов. Поскольку смена не может оказывать принципиального влияния на параметры инжектируемой плазмы, разумно было бы предположить, что различаются прикатодные процессы, т.е. в первую очередь – механизм эмиссии электронов с катода. Поэтому процессы в разряде при разной полярности будут обсуждаться раздельно.

Но прежде всего заметим, что вне зависимости от полярности были выделены три характерных режима горения разряда: полностью управляемый, когда разрядный ток определяется плазменной инжекцией; частично управляемый, когда в некоторый момент разряд перезажигается и уже дальше горит как самостоятельный и, наконец, самопробой, происходящий вовсе без инжекции.

Здесь вполне естественно было бы предположить, что переход между этими режимами определяется соотношением в наработке плазмы между инжекцией и ионизацией под действием разрядного тока. Ясно, что полностью управляемый разряд соответствует существованию плазмы только за счёт инжекции, а самопробой – только за счёт ионизации.

Как уже обсуждалось, в эксперименте нет возможности варьировать параметры инжектируемой плазмы раздельно, поскольку все они определяются только амплитудой тока плазмотрона. Более того, во время инжекции в результате взаимодействия плазменной струи и электродной системы параметры плазмы также непрерывно меняются. Поэтому имеет смысл ввести качественные понятия «сильной» и «слабой» инжекции. Качественное различие между

этими понятиями как раз таки определяется соотношением вкладов инжекции и ионизации в наработку и поддержание разрядной плазмы. Отсюда следует, что полностью управляемый разряд возможен при сильной инжекции; при слабой же управляемость частично или полностью теряется.

Обсудим вначале механизмы эмиссии в разряде при положительной полярности и сильной инжекции. В этих условиях для разряда характерны следующие феноменологические признаки.

1. Нарастание и спад тока происходит плавно. Не зафиксировано каких-либо качественно резких изменений. Временная зависимость разрядного тока качественно близка к временной зависимости плотности инжектируемой плазмы.
2. На разряде падает незначительное напряжение ($\lesssim 10$ В при токах $\lesssim 10$ А); при этом зависимость падения напряжения от разрядного тока гладкая и не содержит каких-либо качественных изменений, а также весьма точно аппроксимируется в соответствии с законом Чайлда – Ленгмюра.
3. Падение напряжения не зависит от материала катода.
4. С усилением инжекции падение напряжения снижается.
5. Следов эрозии, характерных для катодного пятна, при положительной полярности на катоде не наблюдается**.** Заметного оплавления катода под действием разряда также не происходит, даже если катод изготовлен из легкоплавкого материала (олово, алюминий).
6. На поверхность электродов напыляется в виде конденсирующихся паров вольфрам - продукт эрозии электродов плазмотрона.

Сопоставление перечисленных фактов приводит нас к следующему.

1. Привязка разряда к катоду – диффузная. В первом приближении можно считать, что ток привязан ко всей площади катода, которая составляет порядка 1 см^2. Соответственно, зарегистрированная в эксперименте плотность тока достигала $\gtrsim 20$ А/см^2.
2. Отсутствие какого-либо порогового тока, а также плавное (более нескольких микросекунд) включение и отключение тока вкупе с отсутствием характерных следов эрозии указывает на то, что разряд горит без катодного пятна.
3. Катод при этом остаётся интегрально-холодным**.** Температура на его поверхности, разумеется, выше, чем в толще. Однако разогрев даже только поверхности до температур, при которых начинается сколь-либо эффективная термоэмиссия, для легкоплавких металлов (Sn, Al) невозможен.
4. Можно указать следующий вероятный механизм термоэмиссии. На поверхности электродов осаждается вольфрам – продукт эрозии МПК. В результате на катоде непрерывно нарастает плёнка конденсирующихся паров, и поверхность его всегда

остаётся нагретой до температуры конденсации. В случае вольфрама эта температура (свыше 5000 К) вполне достаточна для эффективной термоэмиссии. Это предположение подтверждается практически отсутствующей связью между материалом катода и падением напряжения на разряде: материал катода оказывается, фактически, скрыт под осаждающейся плёнкой. Таким образом, термоэмиссия происходит из конденсирующихся на катоде высококипящих паров. Ясно, что термоэмиссия из конденсирующихся паров не может происходить в отсутствие плазменной инжекции, поскольку определяется поступлением этих паров к катоду из инжектируемой плазмы.

5. Отсюда также следует, что термоэмиссия из конденсирующихся паров устойчива к контракции. Более того, можно указать следующий механизм, обеспечивающий её устойчивость. Локальное увеличение плотности эмиссионного тока из какой-либо области катода увеличивает температуру этой области – за счёт увеличения выделения джоулева тепла в прикатодном плазменном слое. Это снижает вероятность конденсации паров и уменьшает приносимый ими тепловой поток, т.е. является отрицательной обратной связью.
6. Среди прочих механизмов эмиссии, следует рассматривать автоэлектронную, а также вторичные. Из известных вторичных механизмов существенный вклад могут внести потенциальная эмиссия под действием ионов и возбуждённых атомов, а также фотоэмиссия. Заметим также, что в некоторых условиях прикатодная напряжённость электрического поля может достигать относительно высоких значений (подробнее этот вопрос будет рассмотрен в следующем параграфе), и потому термоэмиссию из конденсирующихся паров и автоэмиссию имеет смысл рассматривать как единый механизм – термоавтоэлектронную эмиссию [3].
7. Перечисленные вторичные механизмы устойчивы к контракции, поскольку происходят под действием инжектированной плазмы, а вклад разрядного тока в наработку плазмы при сильной инжекции можно считать несущественным.
8. Совместное действие термоавтоэмиссии из конденсирующихся паров и вторичных механизмов будем для краткости называть комбинированной эмиссией. Отдельно заметим, что в комбинированной эмиссии относительный вклад каждого из компонентов может существенно различаться при изменении условий эксперимента. Вопрос о выяснении количественного вклада этих компонентов является отдельной задачей, и в настоящей работе он подробно не исследовался. В качестве рабочей гипотезы предполагалось, что эмиссия из осаждающихся паров вносит определяющий вклад.

Анализ зависимостей падения напряжения от разрядного тока как при положительной, так и при отрицательной полярностях позволяет заключить, что омическое сопротивление плазменного столба относительно мало и практически всё приложенное к разряду напряжение сосредоточено в прикатодном слое. Это же объясняет наблюдаемое соответствие указанной зависимости закону Чайлда-Ленгмюра. Численные оценки сопротивления плазменного столба R_{pl} можно провести, исходя из известных [94] выражений $R_{pl} = \frac{l}{\sigma S}$ и $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{n_e}{\nu}$, где $l \approx 10^{-3}$ *м* и $S \approx 5 \times 10^{-5}$ $м^2$ - характерные длина и площадь столба, σ - удельная проводимость плазмы в приближении слабой ионизации, когда электрон-ионные столкновения несущественны, n_e[см$^{-3}$] и ν[с$^{-1}$] – концентрация и частота столкновений электронов. Из результатов зондовой диагностики можно получить реалистичное значение $R_{pl} \lesssim 0.1$ Ом, хотя при $n_e \approx 10^{16}$ $см^{-3}$ значение частоты столкновений приходится брать по нижней границе доверительного интервала. Объяснение данному обстоятельству уже предлагалось при обсуждении результатов зондовой диагностики в §3.9 – во время «первого импульса» приближение однородности плазмы в объёме зонда не выполняется, из-за чего результаты диагностики ν в это время оказываются завышены, хотя и не слишком существенно.

Во время «выноса» плазмы снижается как проводимость плазмы в объёме разрядного промежутка, так и обеспечиваемый комбинированной эмиссией электронный ток с катода. Всё это приводит к росту напряжения на разряде. В тех случаях, когда ЭДС внешней цепи не слишком велика, разрядный ток спадает в итоге до нуля и промежуток восстанавливает диэлектрическую прочность. Если же ЭДС превышает некоторое критическое значение, начинается ионизация газа и наработка «собственной» плазмы, замещающей инжектированную. Это в итоге приводит к переходу разряда в самостоятельную форму с соответствующей потерей управляемости. На осциллограмме такой процесс наблюдается в виде повторного пробоя и перезажигания разряда. Его можно упрощённо представить как зажигание тлеющего разряда; при этом остатки инжектированной плазмы лишь облегчают зажигание. Соответственно, замыкание тока на катоде после перезажигания обеспечивается только за счёт вторичной эмиссии, поскольку инжекции нет и высококипящие пары на катод не поступают.

Из этих соображений, в частности, можно ожидать проявления тех же неустойчивостей, свойственных тлеющему разряду и приводящих к контракции катодной привязки разряда – например, ионизационно - перегревной. Контракция катодной привязки, в свою очередь, может приводить к локальному перегреву катода и зажиганию в этом месте катодного пятна с переходом разряда в дуговую форму. В результате падение напряжения на разряде после

перезажигания остаётся довольно малым (порядка 10…30 В), что и наблюдается в эксперименте (рис. 4.3.4).

Сказанное позволяет рассматривать подобное перезажигание как неустойчивость (условно назовём её ионизационной неустойчивостью), присущую разряду с плазменной инжекцией. Необходимым условием её развития является достаточно высокое напряжение, приложенное к разряду.

Перейдём теперь к рассмотрению процессов в разряде при отрицательной полярности. Для этого случая характерно следующее.

1. Существует некоторое пороговое значение тока, при котором происходит качественное изменение в процессе коммутации
2. Падение напряжения при токе выше порогового существенно меньше, чем при токе меньше порогового. Оно составляет порядка 15 В и соответствует типичному катодному падению в дуговом разряде [6]. Падение напряжения не зависит от силы инжекции.
3. Катод и его поверхность остаётся интегрально-холодной. При этом на поверхности катода наблюдаются следы эрозии в виде большого количества перекрывающихся кратеров с типичным размером порядка нескольких микрон. Такие эрозионные следы являются характерным признаком горения на катоде катодного пятна.
4. Величина порогового тока определяется материалом катода. При этом величина порогового тока, измеренная для разных металлов, во всех случаях оказалась весьма близка к пороговым токам функционирования катодного пятна дугового разряда. Не было выявлено никакой существенной зависимости порогового тока от параметров инжектируемой плазмы; поэтому можно считать, что пороговый ток определяется лишь материалом катода.

Из перечисленных фактов можно сделать следующие выводы.

1. При токе выше порогового на катоде функционирует катодное пятно. Необходимым условием его зажигания является способность внешней цепи обеспечить требуемый ток. Если во время разряда внешняя цепь окажется в некоторый момент неспособна обеспечить ток выше порогового, произойдёт отключение тока.
2. Соответственно, основным механизмом электронной эмиссии является эмиссия из пятна.
3. Для сколь-либо длительного функционирования катодного пятна температура его должна поддерживаться на достаточном для эмиссии уровне. При этом основным механизмом, компенсирующем отток тепла от поверхности катода в его толщу, является передача тепла от прикатодного плазменного слоя. Этот слой разогревается за счёт джоулева тепла, мощность которого определяется разрядным током и прикатодным

падением напряжения. Последнее, как уже отмечалось, близко к полному напряжению на разряде.

4. Разогрев прикатодного слоя может происходить как вследствие выделения джоулева тепла, так и за счёт теплопередачи от инжектированной плазмы. Однако ни пороговый ток, ни падение напряжения на разряде практически не зависят от параметров инжектируемой плазмы. Более того, падение напряжения на разряде при повторном пробое (после «выноса» плазмы из межэлектродного зазора) оказывается таким же, как и при горении разряда с инжекцией (см. рис. 4.3.6). Поэтому вклад теплопередачи от инжектированной плазмы можно считать несущественным. Таким образом, тепловой баланс катода практически не отличается от такового в обычном самостоятельном дуговом разряде.
5. Отсюда следует вывод о том, что функция инжектируемой плазмы в этом случае состоит лишь в стимуляции зажигания пятна. Вопрос о механизме такого зажигания будет рассмотрен в следующем параграфе.

§5.2. Развитие механизмов эмиссии

В предыдущем параграфе были рассмотрены возможные механизмы эмиссии. Перейдём же теперь к обсуждению вопроса о развитии этих механизмов, т.е. о процессе включения тока.

Развитие комбинированной эмиссии представляется наиболее простым процессом, поскольку эта эмиссия полностью определяется параметрами инжектированной плазмы. Электродная система имеет размер порядка нескольких миллиметров. Поэтому её заполнение плазмой, движущейся со скоростью несколько километров в секунду (т.е. миллиметров в микросекунду) занимает порядка нескольких микросекунд. Точно такое же время нарастания и спада тока при положительной полярности наблюдается на осциллограммах.

Переход комбинированной эмиссии во вторичную и, далее, в эмиссию из пятна при развитии ионизационной неустойчивости уже обсуждался в предыдущем параграфе. Отдельно укажем лишь, что этот процесс занимает также порядка нескольких микросекунд.

Сложнее происходит зажигание катодного пятна и развитие эмиссии из него при отрицательной полярности. Для того, чтобы такая эмиссия началась, катод должен быть разогрет за счёт каких-либо иных процессов. Выявление этих процессов и будет являться ответом на вопрос о механизме зажигания пятна.

На осциллограмме тока при отрицательной полярности, как мы уже отмечали в §4.3, можно выделить два характерных этапа нарастания тока – медленный (несколько микросекунд) и быстрый (единицы - десятки наносекунд). Вполне естественно предположить, что медленный

этап обусловлен комбинированной эмиссией. Это предположение подтверждается зависимостью амплитуды тока на этапе медленного нарастания от «силы» плазменной инжекции, независимостью падения напряжения от материала катода, а также совпадением характерных длительностей нарастания тока в медленном этапе и нарастания тока при положительной полярности.

При отрицательной полярности катодом является штырь, который имеет существенно меньшую площадь по сравнению с насадкой. Поэтому комбинированная эмиссия обеспечивает существенно меньший ток, чем в случае положительной полярности. Этот ток (миллиамперы) тем более не способен разогреть катод до температур, необходимых для зажигания пятна. Кроме того, этап быстрого нарастания тока занимает наносекунды; таким образом, скорость нарастания тока может превышать 10^{10} А/с, а скорость локального разогрева катода – 10^{12} К/с. Заметим, что столь малое время нарастания тока, сравнимое с временем зажигания ячейки катодного пятна, практически исключает механизм контракционной неустойчивости и свидетельствует об изначально локальном разогреве катода – в том месте, где и зажгётся пятно.

В этой локальной области материал катода за наносекундное время проходит все агрегатные состояния – твёрдое тело, жидкость, пар и плазма. Такой процесс называют электровзрывом [16, 17, 100].

Быстрый локальный разогрев осуществляется за счёт выделения джоулева тепла под действием тока автоэлектронной эмиссии. Последняя существенно зависит от локальной напряжённости поля, поэтому практически весь ток эмиссии приходится на концентраторы напряжённости (см. §1.1) – микровыступы, диэлектрические плёнки и т.п.

Для интенсивной автоэлектронной эмиссии требуется достаточная напряжённость электрического поля в прикатодной области, которая и является [5] необходимым условием развития локального взрывного разогрева. Поэтому представляет интерес оценить прикатодную напряжённость, достигаемую в настоящих экспериментах.

На рис. 5.2.1 представлена простейшая одномерная модель распределения потенциала в разрядном промежутке до зажигания пятна. В отсутствие внешнего напряжения ($U_0 = 0$) катод и анод оказываются [22] под плавающим потенциалом $\varphi_{fl} = -\frac{T_e}{2}\ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) \approx 4T_e$, где m и T_e [эВ] - масса и температура электронов, M - масса ионов. По мере удаления от соответствующего электрода потенциал приближается к потенциалу плазмы $\varphi_{pl} \equiv 0$, причём характерную толщину приэлектродного слоя можно считать равной радиусу Дебая $R_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T_e}{e n_e}}$, где e - элементарный заряд, ε_0 - диэлектрическая постоянная, n_e - концентрация электронов в

инжектированной плазме. В рассматриваемых экспериментах $R_D \lesssim 1$ мкм, т.е. много меньше характерного размера электродов, что и позволяет использовать одномерную модель.

Распределение потенциала у катода можно в первом приближении считать равным $\varphi(x) = \varphi_{fl} \exp(-x/R_D)$. Такое распределение обеспечивает прикатодную напряжённость $E \equiv -\frac{\partial\varphi(x)}{\partial x}(x \to 0) = \sqrt{\frac{e}{4\varepsilon_0}} \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right)\sqrt{T_e n_e} = L\sqrt{T_e n_e}$. Коэффициент $L \approx 0.5\ldots1 \frac{В/м}{\sqrt{эВ \cdot см^{-3}}}$ определяется массой ионов.

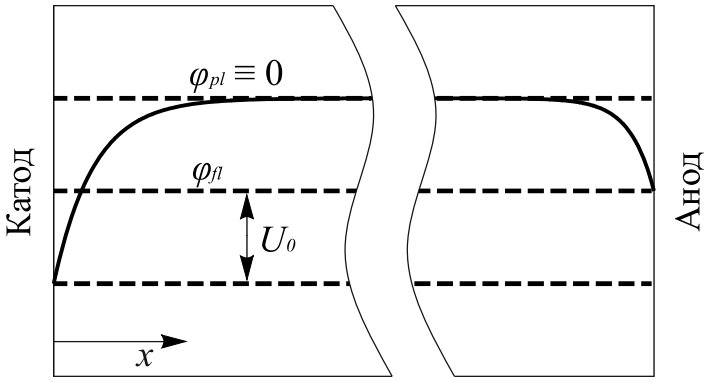


Рис. 5.2.1. Простейшая одномерная модель распределения поля в промежутке до зажигания пятна.

Подача на промежуток внешнего напряжения U_0 увеличивает прикатодную напряжённость. При этом, однако, возрастает и толщина прикатодного слоя. В результате в первом приближении можно считать [2, 94], что прикатодная напряжённость возрастает в $A \approx \left(1 + \frac{U_0}{\varphi_{fl}}\right)^{1/4}$ раз. Поскольку φ_{fl} лежит в характерном диапазоне 5…50 В, в маломощных разрядах с плазменной инжекцией ($U_0 \lesssim 1000$ В) внешнее напряжение играет не слишком существенную роль в зажигании пятна, поскольку увеличивает напряжённость не более чем в 2…3 раза.

Приведённые оценки для напряжённости поля справедливы для среднего значения напряжённости. Вместе с тем, ясно, что поверхность катода всегда неоднородна и на ней присутствуют т.н. концентраторы напряжённости, существенно усиливающие локальное поле и/или снижающие работу выхода [101], что приводит к увеличению тока автоэлектронной эмиссии и усилению разогрева. К концентраторам напряжённости следует в первую очередь отнести шероховатость поверхности (микровыступы, трещины, следы эрозии от предыдущих разрядов, границы зёрен и т.п.) и инородные включения (диэлектрические плёнки, адсорбированные пары). Для неполированной поверхности, что имеет место в настоящих

экспериментах, экспериментально измеренная [2, 5] степень усиления поля лежит в диапазоне $\beta \approx 10 \ldots 10^3$.

На рис. 5.2.2 приведён пример результатов экспериментального измерения необходимой для развития электровзрыва напряжённости поля, взятых из работы [102]. Соответственно, критическую напряжённость можно считать равной $E_{crit} \approx 6 \times 10^8 \, {}^{B}\!/_{M}$. В итоге условие взрывного зажигания катодного пятна можно записать в виде $T_e n_e \geq \left(\frac{E_{crit}}{\beta A L} \right)^2$, откуда $n_e \gtrsim \frac{4\varepsilon_0 E_{crit}^2 \ln^{3/2}(M/2\pi m)}{\beta^2 |e| \sqrt{T_e (T_e \ln(M/2\pi m) + 2U_0)}}$. На рис. 5.2.3 представлены результаты расчёта критической концентрации электронов n_e в инжектируемой плазме, выше которой возможен взрывной разогрев. В настоящей работе $T_e \approx 1...3$ эВ, $n_e \approx 10^{16}$ $см^{-3}$, так что условие взрывного зажигания выполняется даже без учёта внешнего напряжения уже при $\beta \gtrsim 10$.

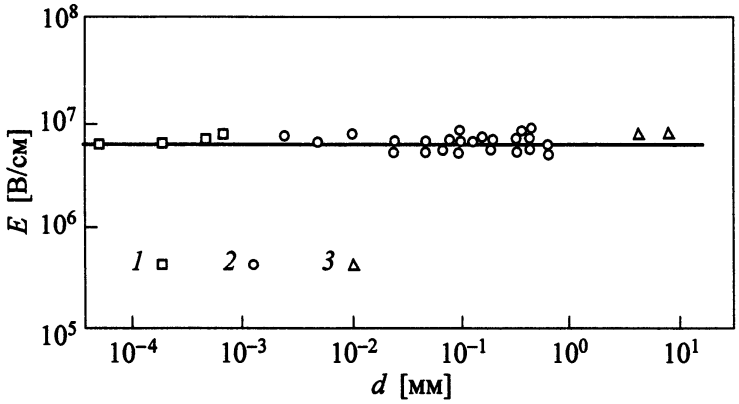


Рис. 5.2.2. Локальная прикатодная напряжённость E, приводящая к электровзрыву, при разных расстояниях d между катодом и анодом в вакууме. Точки 1-3 – результаты разных экспериментов. Рисунок взят из [5].

Таким образом, прикатодной напряжённости оказывается достаточно для развития локального взрывного разогрева катода. Взрывной разогрев, в свою очередь, может привести к зажиганию катодного пятна. Существенная зависимость процесса взрывного разогрева от концентраторов напряжённости, т.е. от состояния поверхности катода, объясняет столь широкий (два порядка) разброс времени нарастания тока в «быстрой» фазе: используемая в настоящей работе экспериментальная установка не позволяет получить контролируемое состояние поверхности электродов; к тому же, состояние поверхности непрерывно меняется за счёт эрозии. По этим же причинам не исследовались зависимости времени включения тока от материала электродов, коммутируемого напряжения и иных параметров.

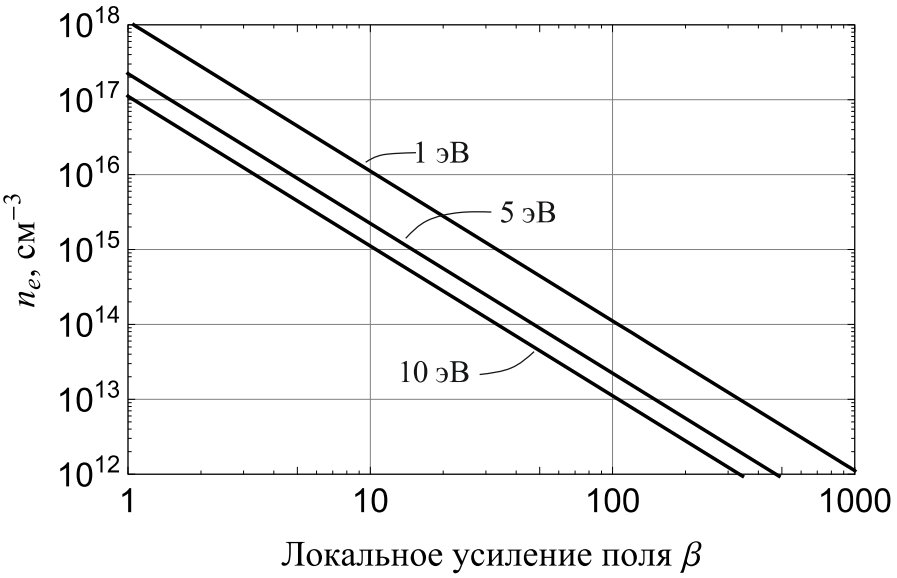


Рис. 5.2.3. Критическая концентрация электронов n_e, выше которой возможно взрывное зажигание катодного пятна в воздухе (M = 16 а.е.м.) без внешнего напряжения ($U_0 = 0 \Rightarrow A = 1$) в зависимости от локального усиления поля β. Температура электронов обозначение числами у кривых.

Превышение прикатодной напряжённостью критического значения является необходимым, но не достаточным условием зажигания пятна. Помимо этого условия, падение напряжения на прикатодном слое должно превышать т.н. нормальное катодное падение [3, 4], определяемое материалом катода. В рамках рассмотренной модели распределения потенциала в прикатодном слое это условие можно записать в виде $|U_0| + |\varphi_{fl}| \geq U_d$, где U_0 - напряжение, приложенное к разрядному промежутку от внешней цепи, U_d - нормальное катодное падение для заданного материала катода, φ_{fl} - плавающий потенциал.

Наконец, последним условием, необходимым для зажигания катодного пятна, является способность внешней цепи обеспечить ток выше порогового. Следовательно, в противном случае развитие взрывной неустойчивости оказывается безуспешным и не приводит к зажиганию пятна. На осциллограмме разрядного тока это должно качественно проявляться виде коротких (порядка десятка наносекунд) импульсов тока, соответствующих электровзрывам. На полученной в эксперименте осциллограмме (рис. 4.3.5) действительно наблюдаются изменения тока с таким характерным временем; их достаточно большое количество накладывается друг на друга и на микросекундных развёртках проявляются в виде шума.

Измеренные в §4.6 пороговые токи зажигания пятна оказались близки к пороговым токам в самостоятельном дуговом разряде, однако были систематически меньше. Этому можно дать следующее объяснение. Зажигание пятна сразу же приводит к изменению прикатодного

распределения потенциала. Катод, находившийся до этого под плавающем потенциалом, становится теперь менее отрицательным. В результате на катод из плазмы начинает течь нескомпенсированный электронный ток. Этот ток возвращается обратно в плазму через катодное пятно, и потому его называют [3] циркулирующим. Таким образом, сразу же после зажигания пятна через него начинает течь не только ток, создаваемый внешней цепью, но и циркулирующий ток. В то же время в экспериментах по измерению порогового тока измерялся лишь ток внешней цепи, что и обусловило систематическое отличие в меньшую сторону. Заметим, что циркулирующий ток экспоненциально зависит от температуры электронов в прикатодном слое и работы выхода с катода, существенно зависящей от состояния его поверхности. Эти величины в настоящих экспериментах не измерялись, и потому провести количественную оценку величины циркулирующего тока не представляется возможным.

С учётом вклада циркулирующего тока условие порогового тока для зажигания пятна можно записать в виде $|U_0| \geq (I_{crit} - I_{circ})R_L + \Delta U$, где U_0 - начальное напряжение, т.е. ЭДС внешней цепи, I_{crit} - пороговый ток зажигания катодного пятна для заданного материала катода, I_{circ} - циркулирующий ток, R_L - сопротивление внешней цепи, ΔU - падение напряжения на разряде после зажигания пятна. Если последняя величина неизвестна, то можно в первом приближении считать её равной нормальному катодному падению: $\Delta U \approx U_d$.

После рассмотрения условий зажигания пятна возникает вопрос о том, почему пятно не зажигается при положительной полярности. Действительно, в экспериментах не наблюдалось зажигания пятна даже при токе много больше порогового, высоком падении напряжения на разряде и достаточной концентрации электронов в инжектируемой плазме (см., например, рис. 4.7.1). Этому можно дать следующее объяснение.

Можно ожидать, что обеспечиваемый всеми входящими в комбинированную эмиссию механизмами ток возрастает с увеличением площади катода. Потому комбинированная эмиссия является основным механизмом при положительной полярности, когда катодом служит электрод с существенно большей площадью. При отрицательной полярности эта эмиссия вносит гораздо меньший вклад, проявляясь в виде «медленного» нарастания и спада тока. Далее, обеспечиваемый комбинированной эмиссией ток может быть ограничен либо недостаточностью самой эмиссии, либо же отрицательным объёмным зарядом вблизи катода.

Первый вариант имеет место при отрицательной полярности; в этом случае все эмитируемые катодом электроны уходят в разряд. Если предположить, что в комбинированной эмиссии основной вклад вносит термоавтоэмиссия из осаждающихся паров, то предельный ток комбинированной эмиссии можно описать известным [96] выражением для термоавтоэмиссии:

$j = \frac{T^2}{2\pi^2} \frac{E^{3/4} \cdot T^{-1}}{\sin\left(E^{3/4} \cdot T^{-1}\right)} \exp\left(-\frac{\varphi - \sqrt{E}}{T}\right)$. Здесь j - предельная плотность эмиссионного тока, выраженная в единицах $\sim m_e^3 e^9 \hbar^{-7} \approx 2.37 \times 10^{14}$ А/см^2, E - прикатодная напряжённость поля в единицах $\sim m_e^2 e^5 \hbar^{-4} \approx 5.15$ В/см, T и φ - температура и работа выхода с катода в единицах $\sim m_e e^4 \hbar^{-2} \approx 27.1$ эВ [96]. Прикатодная напряженность E зависит от падения напряжения на разрядном промежутке: $E \sim \left(1 + \frac{U_0}{\varphi_{fl}}\right)^{1/4}$. Поэтому для аппроксимации зависимости амплитуды тока разряда от падения напряжения при отрицательной полярности, но без пятна (рис. 4.3.8, 4.7.2) аппроксимирующая функция искалась в виде $I = c_1 \cdot \mathrm{sinc}^{-1}\left(c_2\left(1 + \frac{\Delta U}{c_3}\right)^{3/16}\right) \cdot \exp\left(c_4\left(1 + \frac{\Delta U}{c_3}\right)^{1/8}\right)$, где c_1, c_2, c_3 и c_4 - константы. В результате было установлено, что такая функция позволяет весьма точно аппроксимировать экспериментальные результаты.

В случае же положительной полярности ток ограничен пространственным зарядом; потому зависимость падения напряжения от разрядного тока аппроксимируется законом Чайлда – Ленгмюра. В результате значительная часть эмитированных электронов сразу же возвращается на катод; это приводит к существенному снижению прикатодной напряжённости: любое её повышение будет скомпенсировано «неиспользованными» электронами. Существенное снижение прикатодной напряжённости делает невозможным развитие локального взрывного разогрева катода – и, следовательно, зажигание катодного пятна посредством такого механизма. Поэтому при положительной полярности пятно не зажигается даже при токе намного большем порогового и падении напряжения на разряде выше катодного падения. Отсюда же можно заключить, что основными носителями тока в прикатодном слое являются электроны; именно поэтому было выдвинуто предположение о преимущественной роли термоэмиссии из паров в составе комбинированной эмиссии.

Всё это позволяет рассматривать локальный взрывной разогрев катода, приводящий к зажиганию пятна, как развитие неустойчивости комбинированной эмиссии. В работе такая неустойчивость названа взрывной. Необходимым условием её развития является недостаточный ток I_{cee} комбинированной эмиссии – меньше тока, определяемого законом Чайлда – Ленгмюра: $I_{cee} < I_{3/2}$. К недостаточности тока, в свою очередь, приводит относительно «слабая» плазменная инжекция.

Итак, рассмотренные механизмы эмиссии позволяют составить следующую качественную картину (рис. 5.2.4) процесса коммутации тока в маломощном разряде с плазменной инжекцией.

1. Инжекция плазмы в разрядный промежуток приводит к началу комбинированной эмиссии с катода. Эмиссионный ток определяется приложенным к промежутку напряжением, параметрами инжектированной плазмы и площадью катода; с возрастанием площади ток увеличивается. Катодная привязка при этом диффузная.
2. Комбинированная эмиссия обладает неустойчивостью («взрывной»), успешное развитие которой приводит к зажиганию на катоде катодного пятна и началу эмиссии из него.

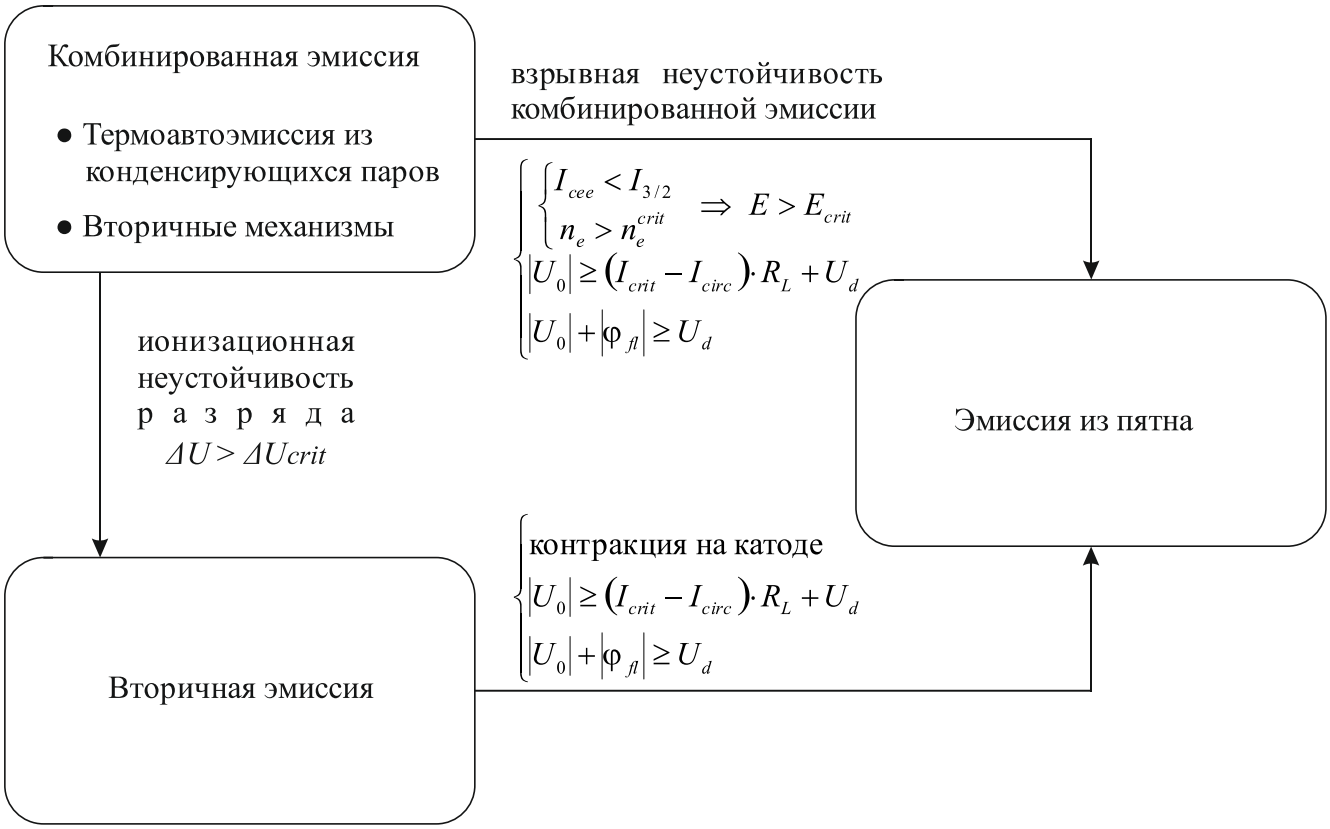


Рис. 5.2.4. Механизмы эмиссии в маломощном плазменно-инжекционном разряде. Буквами обозначены: ΔU - падение напряжения на разряде, I_{cee} - предельный ток, обеспечиваемый комбинированной эмиссией, $I_{3/2}$ - ток комбинированной эмиссии, ограниченный при заданном падении напряжения на промежутке в соответствии с законом Чайлда – Ленгмюра, E - локальная прикатодная напряжённость электрического поля, U_0 - начальное напряжение, т.е. ЭДС внешней цепи, I_{crit} - пороговый ток зажигания катодного пятна для заданного материала катода, I_{circ} - циркулирующий ток, R_L - сопротивление внешней цепи, U_d - нормальное катодное падение для заданного материала катода, φ_{fl} - плавающий потенциал, j - плотность эмиссионного тока.

3. Развитие взрывной неустойчивости происходит в том случае, если в результате недостаточности тока комбинированной эмиссии прикатодная напряжённость поля превышает некоторое критическое значение. Развитие происходит за наносекундное время за счёт интенсивного разогрева - электровзрыва локальной области катода (концентратора напряжённости) током автоэмиссии, в результате чего в этом месте на поверхности катода зажигается катодное пятно. Необходимыми условиями для успешного развития взрывной неустойчивости и зажигания пятна является способность внешней цепи обеспечить ток выше порогового тока зажигания пятна и падение напряжения в прикатодном слое выше нормального катодного падения. Таким образом, в результате успешного развития взрывной неустойчивости комбинированная эмиссия переходит в эмиссию из пятна.
4. Разряд с плазменной инжекцией обладает неустойчивостью («ионизационной»), развитие которой приводит к перезажиганию разряда в самостоятельной форме. Необходимым условием для этого является достаточно высокое падение напряжения на разряде. Такой процесс можно упрощённо представить как зажигание тлеющего разряда; инжектированная плазма лишь облегчает зажигание разряда. Предельным случаем, в котором инжектируемая плазма вообще не участвует, является самопробой. После перезажигания замыкание тока на катоде осуществляется за счёт вторичной эмиссии.
5. Контракция катодной привязки после развития ионизационной неустойчивости может также привести к зажиганию катодного пятна.

§5.3. Стимулированное гашение катодного пятна

При горении пятна, как уже отмечалось, передача ему тепла от инжектированной плазмы несущественна и ею можно пренебречь. Однако в экспериментах была показана возможность управляемого отключения тока и гашения пятна при не слишком высокой ЭДС внешней цепи, причём за очень короткое время – существенно меньше характерного времени снижения проводимости плазмы в результате её «выноса». Поэтому динамика гашения пятна прекращения эмиссии из него требует отдельного обсуждения.

Для рассматриваемого процесса характерно следующее.

1. Отключение тока происходит синхронно с выносом плазмы из межэлектродного промежутка. При этом остаточной концентрации носителей в плазме вполне достаточно для обеспечения проводимости, следовательно, отключение тока происходит за счёт прекращения эмиссии. Синхронность, т.е. задержка между выносом плазмы и отключением тока, составляет менее единицы временного разрешения диагностического

метода, т.е. менее 1 мкс. Эта величина намного меньше времени самопроизвольного гашения катодного пятна (см. §1.1). Следовательно, отключение тока является управляемым, а гашение пятна можно назвать стимулированным.

2. Процесс отключения тока не зависит от величины тока**.** В доступном временном разрешении не выявлено различий между отключением малых токов, когда в катодном пятне функционирует только одна ячейка, и отключением больших токов, когда в пятне функционирует порядка 10 ячеек.
3. Отключение тока происходит быстро ($\lesssim 100$ пс)**.** Это время по порядку величины совпадает с характерной длительностью погасания ячейки катодного пятна, измеренной авторами [19].
4. Если ЭДС внешней цепи превышает некоторое критическое значение, то вместо управляемого отключения тока в тот же момент времени происходит лишь его бросок до нуля с последующим восстановлением до прежнего уровня за время порядка наносекунды (§4.3).

Перечисленные факты позволяют сделать следующие выводы:

1. Если в катодном пятне функционирует несколько ячеек, то при отключении тока все ячейки гаснут одновременно.
2. Длительность погасания ячейки, вызванного выносом плазмы, совпадает с длительностью самопроизвольного погасания. Отсюда вполне естественно предположить, что вынос плазмы стимулирует развитие неустойчивости ячейки.
3. Развитие неустойчивости происходит единообразно во всех функционирующих ячейках**.** В противном случае процесс отключения зависел бы от количества ячеек, т.е. от тока.
4. Неустойчивость ячейки, как известно [6, 15 - 17], связана с её тепловым балансом; развитие неустойчивости происходит, если поступления тепла к поверхности катода из прикатодного плазменного слоя оказывается недостаточно для компенсации оттока тепла в толщу катода. Следовательно, развитие неустойчивости происходит из-за недостаточного поступления тепла из плазмы к поверхности катода.
5. Присущая ячейкам тепловая неустойчивость проявляется и в обычных самостоятельных дугах, однако там она компенсируется механизмом устойчивости (см. §1.1). В настоящем случае при низких ЭДС внешней цепи не видно факторов, препятствующих развитию механизма устойчивости. Следовательно, при низких ЭДС механизм устойчивости просто не успевает развиться. Соответственно, при высоких значениях

ЭДС механизм устойчивости успевает развиться, и в результате за наносекундное время ток восстанавливается до прежнего уровня.

Всё это позволяет сформулировать следующий краткий вывод. Отключение тока разряда с катодным пятном происходит за счёт стимулированного развития неустойчивости одновременно всех ячеек катодного пятна. При малой ЭДС внешней цепи неустойчивость развивается быстрее процессов, способных её скомпенсировать. Длительность отключения тока определяется длительностью погасания одной ячейки и лежит в пикосекундном диапазоне ($\lesssim$ 100 пс).

§5.4. Перспективы дальнейших исследований и практических применений

Полученные в работе результаты позволили в первом приближении сформировать качественную картину процесса коммутации тока в маломощном разряде с плазменной инжекцией. Вместе с тем, ясно видна необходимость и перспективность дальнейших исследований.

Анализ разрядных процессов привёл к введению понятия комбинированной эмиссии – совместного действия вторичной, авто- и термоэмиссии из конденсирующихся на катоде высококипящих паров. Как уже отмечалось, вопрос вклада каждого из компонентов не исследовался. Этот вопрос является довольно сложным для экспериментального изучения, однако весьма важным, особенно в свете возможных практических применений разряда с плазменной инжекцией.

Приведём следующую иллюстрацию. Одним из принципиальных обстоятельств является продемонстрированная возможность получения с помощью комбинированной эмиссии больших разрядных токов (десятки ампер, по крайней мере) с диффузной катодной привязкой. Это приводит к существенному - на порядки - снижению эрозии катода по сравнению с режимом контрагированной привязки (т.е. пятна) и повышению ресурса катода. При этом плотность тока оказывается сопоставимой с величинами, достигаемыми в сверхплотном тлеющем разряде [103, 104], а падение напряжения – в разы меньше. Можно потому ожидать, что дальнейшее изучение комбинированной эмиссии может привести к созданию новых типов катодов, способных работать в «плохих» условиях – при высоком давлении, в кислородсодержащей атмосфере и т.п., – т.е. в условиях, когда классические термо- и автоэмиссионные катоды работать не способны либо имеют существенно ограниченный срок службы. При этом можно ожидать, что в отличие от автоэмиссионных и полых катодов тлеющего разряда катоды на основе комбинированной эмиссии будут способны отдавать без

существенной деградации большие импульсные токи. Зарегистрированная в работе плотность тока при комбинированной эмиссии составила более 20 А/см^2 – в то же время достижимая на практике плотность тока с классического вольфрамового накаливаемого катода составляет порядка 1 А/см^2 [105].

Здесь же отметим, что введённые понятия «сильной» и «слабой» инжекции представляются приемлемыми лишь на первых порах и явно требуют уточнения. Необходимо прояснить влияние конкретных параметров плазмы на процесс коммутации.

Перейдём теперь к рассмотрению перспективы дальнейших исследований термоэмиссии из пятна. Здесь важно напомнить, что плазменная инжекция позволяет задавать параметры плазмы независимо от тока разряда, и поэтому реализовывать те режимы, которые в самостоятельном дуговом разряде реализованы быть не могут. Именно такие режимы и должны стать предметом изучения.

Значительный интерес вызывает продемонстрированные в работе плазменно-стимулированные зажигание и гашение пятна. В отличие от других работ, показана возможность реализации таких процессов при малых (единицы-десятки вольт) напряжениях, приложенных к промежутку. К сожалению, малая длительность этих процессов не позволила детально их исследовать на имеющемся оборудовании.

Здесь можно выделить следующие возможные направления работы. Прежде всего, при напряжениях ниже некоторого критического быстрое освобождение промежутка от плазмы приводит к стимулированному срыву; при напряжениях выше критического пятно перезажигается. Интерес представляет выявление факторов, определяющих это критическое напряжение. Можно предположить, что эти факторы являются также определяющими в вопросе устойчивости пятна либо, наоборот, развития неустойчивости, приводящей к его погасанию.

Можно также ожидать, что разряд с плазменной инжекцией позволит реализовать колебательный, «мерцающий» режим горения катодного пятна с регулярными срывами и перезажиганиями. Такой режим может быть использован, например, для генерации СВЧ колебаний, в том числе широкополосных и шумоподобных, импульсных электронных пучков; создания низкоэрозионных катодов, в которых пятно постоянно перемещается по поверхности и равномерно её вырабатывает и т.п. Важным отличием здесь является использование именно неустойчивостей пятна, а не плазмы, как во многих работах по мощным плазменно-инжекционым разрядам. В результате существенного уменьшения характерных размеров, в которых происходит процесс, можно ожидать значительного повышения быстродействия. Здесь же уместно упомянуть о возможности технологической обработки материалов, на поверхности которых горит катодное пятно. Такая возможность была показана в литературе

(микроплазменный разряд - см. §1.2), однако настоящая работа продемонстрировала более простой и технологичный путь – без необходимости предварительного напыления диэлектрических плёнок и работы в вакууме 10^{-2} Торр, а также при меньших напряжениях разряда и более эффективной системе питания плазмотрона.

Теперь обсудим вопросы практических применений разрядов с плазменной инжекцией. Всё это относится, в первую очередь, к исследованному маломощному разряду, хотя многие результаты, по все видимости, можно обобщить и для средней мощности (сотни - тысячи вольт, десятки – сотни ампер).

На данном этапе исследований наиболее подходящим применением представляется разработка новых типов газоразрядных коммутирующих приборов. Несмотря на бурное развитие твердотельных коммутаторов тока, в ряде применений использование газоразрядных приборов до сих пор оказывается предпочтительным или же единственно возможным решением.

Одной из известных проблем в технике газоразрядных коммутаторов является способность прибора не только включать, но и управляемо отключать ток. Способные к этому приборы – таситроны и кроссатроны – обладают рядом принципиальных недостатков, среди которых высокое падение напряжения на приборе (порядка 500 В), медленное отключение тока (0.1…1 мкс), сложность и низкая эффективность системы управления.

Результаты настоящей работы сразу продемонстрировали возможность полностью управляемой коммутации в разрядах с плазменной инжекцией. Даже без проведения какой-либо оптимизации падение напряжения на разряде при комбинированной эмиссии составило порядка 10 В при токе 10 А; экстраполируя аппроксимацию «две трети»; можно ожидать, что при токе 100 А падение составит всего 50 В. При инжекции из пятна падение также мало: оно не превышает 10…15 В и демонстрирует явную тенденцию к насыщению с ростом тока.

Время коммутации в случае комбинированной эмиссии определяется скоростью заполнения и освобождения электродной системы от плазмы. В описанных экспериментах оно составило порядка единиц микросекунд; можно ожидать, что усовершенствование конструкции позволило бы это время значительно уменьшить.

В случае термоэмиссии из пятна был получен практически идеальный прямоугольный импульс тока с короткими фронтом и спадом и гладкой вершиной. Отношение длительности импульса к длительности спада составило порядка 10^5, что позволяет рассматривать разряд с плазменной инжекцией как формирователь сверхширокополосных импульсов микросекундного диапазона. Формирование импульсов с нано- и субнаносекундными перепадами является задачей весьма актуальной. Наглядным подтверждением тому является, в частности, большое количество работ, регулярно публикуемых по этой тематике [106, 107]

Применение разряда с плазменной инжекцией может быть перспективно и в задачах, не требующих внешнего управления. К таковым, в частности, относится обострение фронтов и спадов импульсов (слайсер - системы) [108]. Вообще говоря, по данному вопросу сложно сделать какие-либо конкретные и обоснованные выводы на основе полученных результатов, поэтому он скорее является одним из направлений дальнейших исследований. Вместе с тем, возможные перспективы практического применения ясны уже сейчас. Процессы зажигания и гашения катодного пятна обладают инерционностью. Это позволяет использовать разряд с плазменной инжекцией в качестве обостряющего или срезающего разрядника (рис. 5.4.1).

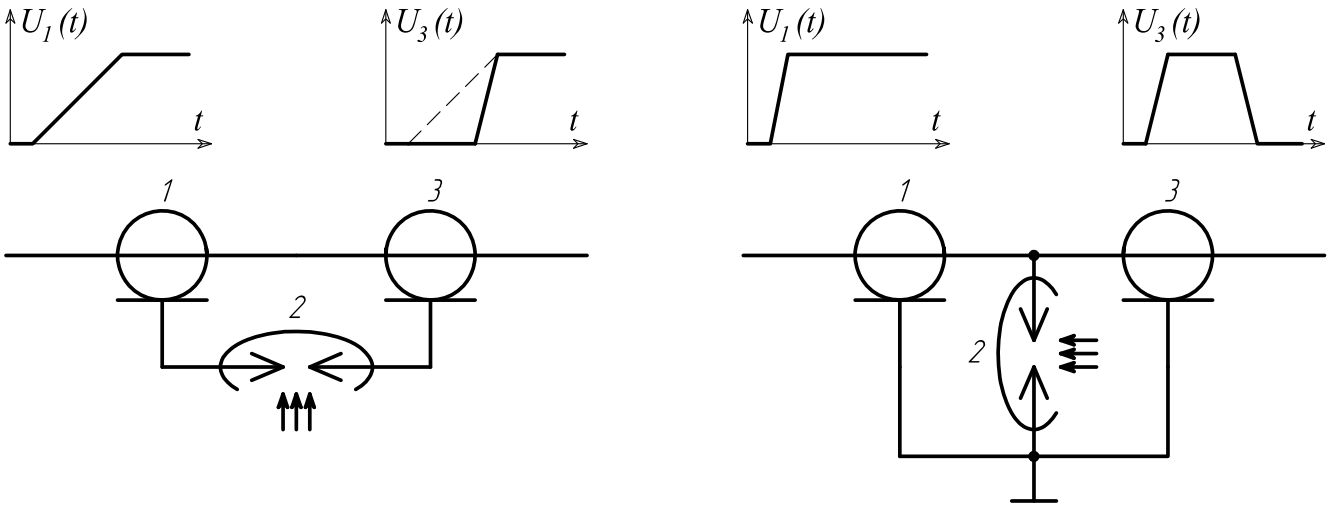


Рис. 5.4.1. Возможное применение разряда с плазменной инжекцией в качестве обостряющего (слева) и срезающего (справа) разрядников. Цифрами обозначены: 1 и 3 – подходящий и отходящий тракты; 2 – разрядник с плазменной инжекцией.

В отличие от существующих газоразрядных систем, здесь к приходу импульса промежуток уже оказывается заполнен плазмой, и на её наработку не затрачивается лишнее время. Фронт обострённого импульса поэтому определяется лишь скоростью коммутации тока на катоде. Поскольку время гашения пятна также лежит в субнаносекундном диапазоне, такие системы, по всей видимости, могут обеспечить большую (субгигагерцовую) частоту повторений. Частота работы классических газоразрядных коммутаторов определяется временем деионизации плазмы и потому составляет, в большинстве случае, сотни герц. Использование специальных мер (прокачка газа, к примеру) позволяет её поднять всего на порядок [109]. Полупроводниковые системы также имеют схожие ограничения по работе в частотном режиме. Таким образом, разряды с плазменной инжекцией могут выступать в качестве перспективных коммутаторов, у которых время восстановления сравнимо с длительностью коммутируемого импульса.

Далее, существенным достоинством, выделяющим перспективные газоразрядные коммутаторы на основе маломощного разряда с плазменной инжекцией по сравнению с твердотельными приборами, является значительная перегрузочная способность. Она ограничивается лишь тепловой стойкостью элементов конструкции. При этом, в отличие от твердотельных коммутаторов, перегрузки по напряжению и току не приводят к необратимому выходу из строя. Кроме того, существенная простота конструкции, возможность быстрой её модификации под конкретные условия и лёгкость изготовления несерийных (лабораторных) образцов делает коммутаторы с плазменной инжекцией привлекательными в технике физического эксперимента. Можно предположить также, что такие газоразрядные коммутаторы останутся работоспособны в условиях сильного электрического поля и ионизирующих излучений, а при определённом выборе геометрии электродной системы - также и в условиях сильного магнитного поля. Здесь же уместно отметить широкий диапазон температур, в котором газоразрядные приборы сохраняют работоспособность, а также их стойкость к механическим нагрузкам.

Одним из принципиальных вопросов является возможность работы в частотном режиме. Энергия, выделяемая на плазмотроне за одно срабатывание – порядка 25 Дж. Это ограничивает максимальную частоту повторений на уровне нескольких десятков герц. Так, например, при 100 Гц на плазмотроне будет выделяться уже 2.5 кВт, что либо существенно ограничивает длительность частотной работы, либо же требует системы активного охлаждения.

С другой стороны, остался неисследованным вопрос об эффективности использования системы плазменной инжекции. Вместе с тем, на фотографии обтекания плазменной струёй электродной системы видно, что большая часть плазмы пролетает мимо разрядного промежутка. Кроме того, длительность работы плазмотрона на порядок превышает эффективное время инжекции - время, в течение которого электродная система оказывается заполнена плотной ($n_e > 10^{15}\ см^{-3}$) плазмой.

Всё это позволяет говорить о перспективах повышения эффективности системы плазменной инжекции. В результате можно ожидать снижения разовой энергии до уровня порядка 1 Дж и меньше, что позволит относительно легко реализовать частотный режим 10…100 Гц, а также существенно снизить эрозию плазмотрона. В настоящей работе плазмотрон отработал порядка 5×10^5 раз (совокупный заряд порядка 30 кКл). При этом на фотографиях не было замечено каких-либо изменений в форме струи, хотя незначительная эрозия электродов (в особенности – внешнего, т.е. анода) и диэлектрика всё же была видна. Стойкость плазмотрона, таким образом, оказалась вполне удовлетворительной.

Кроме того, дальнейшее усовершенствование системы инжекции должно повысить стабильность параметров плазменной струи. Одной из важнейших задач здесь является

уменьшение джиттера (временной нестабильности). Так, например, при коммутации тока (рис. 4.3.6) длительность импульса составила 10 мкс, а джиттер коммутации – порядка 1 мкс. В ряде применений столь большая нестабильность может препятствовать использованию разрядов с плазменной инжекцией.

Помимо разработки новых типов газоразрядных коммутаторов, полученные результаты могут быть использованы и для усовершенствования существующих приборов. Так, например, широко известной проблемой является необходимость гашения паразитного дугового разряда, возникающего при размыкании контактов с током. Этот вопрос, несмотря на длительные и обширные исследования, по-прежнему остаётся актуальным. Вместе с тем, к моменту отключения катод оказывается окружён плотной плазмой, предварительно наработанной за счёт дугового разряда. Потому можно ожидать, что катодные процессы при отключении будут во многом близки к процессам в разряде с плазменной инжекцией.

Полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют о возможности обрыва дуги за счёт стимулированного гашения катодного пятна. Можно ожидать, что применение такого стимулированного гашения в коммутационных аппаратах позволит улучшить их отключающую способность. Это в особенности относится к низковольтным коммутаторам или же к высоковольтным многозазорным, где на единичный зазор также приходится незначительное ($\lesssim 1$ кВ) напряжение, что позволяет избежать повторного пробоя.

Таким образом, проведенные в настоящей работе исследования маломощного разряда с плазменной инжекцией показали достаточно широкий спектр его возможных практических применений, а, следовательно, и актуальность дальнейшей разработки этой тематики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые исследования позволили качественно изучить процесс коммутации тока в маломощном разряде с плазменной инжекцией. При этом основное внимание уделялось механизмам эмиссии электронов с катода, поскольку в процессе коммутации тока их роль является определяющей.

Был предложен и реализован оригинальный метод СВЧ диагностики для измерения параметров плазмы (концентрации электронов и частоты их столкновений с тяжёлыми частицами) в объёме разрядного промежутка. Это позволило провести измерения в режиме реального времени с разрешением 1 мкс и широким (более 7 порядков) динамическим диапазоном, благодаря чему удалось установить влияние параметров инжектируемой плазмы на разрядные процессы.

Результаты выполненных экспериментов сразу показали специфику исследуемого разряда. Так, была продемонстрирована возможность полностью управляемой коммутации токов порядка нескольких ампер при падении напряжения на разряде около десятка вольт; быстрого (наносекундного) включения и быстрого (субнаносекундного) отключения тока.

На основе полученных экспериментальных результатов были сделаны следующие основные выводы:

1. Вначале плазменной инжекции замыкание тока на катоде обеспечивается за счёт термоавтоэлектронной эмиссии из конденсирующихся на катоде высококипящих паров – продуктов эрозии электродов плазменного инжектора, а также вторичных эмиссий. Совместное действие этих механизмов было названо комбинированной эмиссией. Комбинированная эмиссия происходит под действием инжектированной плазмы.
2. Выявлена неустойчивость маломощного плазменно-инжекционного разряда, условно названная ионизационной. Необходимым условием её развития является высокое (выше критического) падение напряжения на разряде. В результате происходит ионизация газа в объёме разрядного промежутка и разряд переходит в самостоятельную форму.
3. Выявлена неустойчивость комбинированной эмиссии, условно названная взрывной. Успешное развитие взрывной неустойчивости приводит к зажиганию на катоде катодного пятна и началу эмиссии из него. Показано, что взрывная неустойчивость развивается за наносекундное (1…50 нс) время за счёт интенсивного разогрева концентраторов напряжённости на поверхности катода (микровыступов, диэлектрических плёнок и т.п.) током автоэлектронной эмиссии.

4. Определены условия, необходимые для развития взрывной неустойчивости:
   - Внешняя цепь, в которую включён разрядный промежуток, должна быть способна обеспечить ток выше некоторого критического. Установлено, что величина критического тока определяется материалом катода. Значения критического тока, измеренные в настоящей работе для шести разных металлов, оказались весьма близки к известным из литературы значениям порогового тока зажигания катодного пятна в самостоятельном дуговом разряде. Это свидетельствует о незначительности вклада тепла от инжектированной плазмы в тепловой баланс пятна.
   - Прикатодная напряжённость электрического поля должна быть выше критической. Выполнение этого условия возможно, когда (а) ток, обеспечиваемый за счёт комбинированной эмиссии, меньше тока Чайлда – Ленгмюра, и у катода не образуется отрицательный пространственный заряд; и (б) концентрация электронов в инжектируемой плазме превышает критическое значение. Получено выражение для критической концентрации электронов.
5. Быстрое освобождение разрядного промежутка от инжектированной плазмы может приводить к погасанию катодного пятна и обрыву тока. Это происходит за счёт стимулированного развития неустойчивости одновременно всех ячеек катодного пятна. При малом напряжении, приложенном к промежутку, неустойчивость развивается быстрее процессов, способных её скомпенсировать. В результате за малое время ток полностью прерывается. Длительность отключения тока определяется длительностью погасания одной ячейки и лежит в пикосекундном диапазоне ($\lesssim 100$ пс). В случае, если к промежутку приложено напряжение выше некоторого критического, ток после обрыва быстро (наносекунды) восстанавливается до прежнего значения.

На основании полученных результатов обсуждены возможные направления дальнейшего исследования маломощных разрядов с плазменной инжекцией и перспективы практических применений разрядов такого типа.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в рецензируемых научных журналах:

(знаком * отмечены статьи, индексируемые в системах Scopus, Web of Science, RSCI, в которых изложены основные результаты диссертации)

A1* Дешко К.И., Черников В.А. Об оптимизации системы питания магнитоплазменного компрессора. // ВМУ серия 3 «Физика. Астрономия», 2018, № 1, с.108. {Deshko K.I., Chernikov V.A. On optimization of a power-supply system of a magneto-plasma compressor. // Moscow University Physics Bulletin. 2018, vol. 73 N 1, p. 118}

A2* Дешко К.И., Черников В.А. Определение скорости плазменной струи малогабаритного магнитоплазменного компрессора с низковольтной системой питания. // Прикладная физика, 2018, № 1, с. 15.

A3* Дешко К.И., Черников В.А. Зондовый метод СВЧ диагностики импульсной плазмы // Приборы и техника эксперимента, 2018, № 6, с. 79. {Deshko K.I., Chernikov V.A. A probe method for microwave diagnostics of pulsed plasma. // Instruments and Experimental Techniques, 2018, vol. 61 N 6, p. 838}

A4* Бычков В.Л., Дешко К.И., Черников В.А. Сильноточная электронная эмиссия с диффузной привязкой к катоду в маломощном разряде с плазменной инжекцией. // Инженерная физика, 2019, № 3, с. 03 [DOI: 10.25791/infizik.03.2019.560].

A5 Бычков В.Л., Дешко К.И., Черников В.А. Коммутация тока в маломощном разряде с плазменной инжекцией. // Успехи прикладной физики, 2018, 6 № 2, с. 111.

A6 Бычков В.Л., Дешко К.И., Черников В.А. Стимулированное зажигание и гашение катодного пятна в маломощном разряде с плазменной инжекцией // Успехи прикладной физики, 2018, 6 № 5, с. 373.

Тезисы докладов и материалы в сборниках конференций

A7 Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Дешко К.И., Черников В.А. О возможности работы импульсного малогабаритного плазмотрона в частотном режиме. // Сборник тезисов докладов XLIV Международной конференции по физике плазмы и УТС (Россия, г. Звенигород, февраль 2017 г.), с. 270.

A8 Дешко К.И. Об одном методе диагностики импульсной плазмы. // Сборник тезисов научной конференции «Ломоносовские чтения - 2017» (Россия, г. Москва, апрель 2017 г.), с. 26.

A9 Дешко К.И. Определение скорости плазменной струи миниатюрного магнитоплазменного компрессора. // Сборник тезисов Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы – ФНТП-2017», 2017, с. 147

A10 Дешко К.И., Черников В.А. Коммутация тока в газовом разряде с внешней плазменной инжекцией. // Сборник тезисов XLV Звенигородской конференция по физике плазмы и УТС (февраль 2018 г), с. 280.

A11 Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Дешко К.И., Черников В.А. Спектральные и динамические характеристики низковольтного магнитоплазменного компрессора // Сборник тезисов XLV Звенигородской конференция по физике плазмы и УТС (февраль 2018 г), с. 287.

A12 Дешко К.И., Черников В.А. Стимулированное зажигание и гашения катодного пятна в маломощном разряде с плазменной инжекцией. // Сборник тезисов научной конференции «Ломоносовские чтения - 2018» (Россия, г. Москва, апрель 2018 г.), с. 23.

A13 Алексеев А.И., Дешко К.И., Фалин И.А., Черников В.А. Динамика развития разряда низковольтного плазмотрона. // Сборник тезисов научной конференции «Ломоносовские чтения - 2018» (Россия, г. Москва, апрель 2018 г.), с. 260.

A14 Алексеев А.И., Грудиев Е.И., Дешко К.И., Черников В.А. Спектроскопические характеристики низковольтного магнитоплазменного компрессора. // Сборник тезисов научной конференции «Ломоносовские чтения - 2018» (Россия, г. Москва, апрель 2018 г.), с. 29.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мхеидзе Г.П., Савин А.А. Формирование и применение импульсных сильноточных электронных пучков. Часть I. Процессы в плазменном диоде. // Прикладная физика, 2008, № 3.
2. Иванов В.А., Сахаров А.С., Коныжев М.Е. Формирование сильного электрического поля, приводящего к возбуждению микроплазменных разрядов на краю диэлектрической плёнки на металле в потоке плазмы. // Успехи Прикладной Физики, 2013, том 1, №6.
3. Зыкова Н.М., Недоспасов А.В., Петров В.Г. Униполярные дуги. // Теплофизика Высоких Температур, 1983, т. 21, № 4.
4. Robson A.E., Thonemann P.C. An Arc maintained on an Isolated Metal Plate exposed to a Plasma. // Proceedings of the Physical Society. 1959, vol. 73, N3.
5. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
6. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.
7. Juttner B., Puchkarev V.F. Cathode spots. Phenomenology // Handbook of Vacuum Arc Science and Technology. / ed. Boxman R.L., Martin P.J. and Sanders D.M., Eds. Park Ridge, NJ: Noyes, 1995.
8. Juttner B. Cathode Spots of Electric Arcs (Topical Review) // Journal of Physics D: Applied Physics, 2001, vol. 34.
9. Харрис Л. Катодные процессы // Вакуумные дуги. Теория и приложения. / ed. Лафферти Дж. М.: Мир, 1982.
10. Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогаров А.В. и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. Новосибирск: Наука, 1982.
11. Эккер Г. Вопросы теории вакуумной дуги // Вакуумные дуги. Теория и приложения. / под ред. Лафферти Дж. М.: Мир, 1982.
12. Mesyats G. A. IEEE Marie Sklodowska-Curie Award 2012 Lecture, 39th ICOPS Edinburgh, UK. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. Vol. 41.
13. Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия. М.: Физматлит, 2011.
14. Фаррел Дж., Явления вблизи нуля тока / «Вакуумные дуги», под ред. Лафферти Дж., М: Мир, 1982.
15. Месяц Г.А., Баренгольц С.А. Самопроизвольное погасание дуги в эктонной модели. // Письма в Журнал Технической Физики, 2001, т. 27, № 6.
16. Месяц Г.А. Эктоны. Ч. 1. Екатеринбург: УИФ "Наука", 1993.
17. Месяц Г.А. Эктоны. Ч. 2. Екатеринбург: УИФ "Наука", 1994.

18. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд. Новосибирск: Наука, 1984.
19. Самопроизвольное погасание и пороговый ток вакуумной дуги. (Электронный ресурс) http://www.iep.uran.ru/russian/lfe/doc/PDF_MX4_Current%20desease.pdf
20. Smeets R. P. P. Stability of Low Current Vacuum Arcs // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. vol. 19.
21. Bochkarev M.B., Uimanov I.V. Wavelet analysis of arc noises at threshold currents // Proc. ISDEIV XX. -Tours, France. 2002.
22. Höthker K, Bieger W, Hartwig H, Hintz E, Koizlik K. Plasma-induced arcs in an RF-discharge // Journal of Nuclear Materials. 1980. Vol. 93–94.
23. Barengolts S.A., Mesyats G.A., Tsventoukh M.M. The ecton mechanism of unipolar arcing in magnetic confinement fusion devices. // Nuclear Fusion. 2010. Vol. 50. N 12.
24. Stampa A, Kruger H. Simulation experiments on unipolar arcs. // Journal of Physics D: Applied Physics. 1983. Vol. 16. N 11.
25. Maeno M, Ohtsuka H, Yamamoto S, Yamamoto T, Suzuki N, Fujisawa N et al. Mechanism of unipolar arcs in tokamaks. Nuclear Fusion. 1980. Vol. 20. N. 11.
26. Wang S.G., Brown I.G. Unipolar arc simulation device. // Review of Scientific Instruments. 1999. Vol. 90. N 90.
27. Levchenko I, Voloshko A, Keidar M, Beilis I. Unipolar arcs in high frequency field. // IEEE; 2002. http://ieeexplore.ieee.org/document/1027360/
28. Иванов В.А., Коныжев М.Е., Зимин А.М., Тройнов В.И., Камолова Т.И., Летунов А.А. Электронная температура в микроплазменных разрядах, развивающихся на поверхности титана. // УПФ. 2014. т. 2. № 1.
29. Ivanov V.A., Sakharov A.S., Konyzhev M.E. Formation of a strong electric field resulting in the excitation of microplasma discharges at the edge of a dielectric film on a metal in a plasma flow // Proc. XXIII Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Bucharest, 2008. Vol. 2.
30. Иванов В. А, Коныжев М. Е., Камолова Т. И., Дорофеюк А. А., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Хренникова И. А., Алексеева М. С. Упрочнение приповерхностного слоя конструкционной стали при взаимодействии с импульсными микроплазменными разрядами. // УПФ. 2015. т. 3, №1.
31. Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С., Толстов Ю.С. Воздействие мощного импульсного абляционного плазменного потока на поверхность вольфрама. // Сб. тезисов докладов XLIII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС (февраль 2016 г).

32. Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С. Исследование взаимодействия мощного импульсного потока плазмы с поверхностью высокотемпературных материалов. // Сб. тезисов докладов XLIV Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС (февраль 2017 г).
33. Бочков В.Д. и др. Мощные коммутаторы тока с низким давлением газа // Приборы и Техника Эксперимента. 1998. № 5.
34. Баринов Н.У., Беленький Г.С., Долгачёв Г.И. и др. Частотные плазменные прерыватели тока и их применение в технологии мощных ускорителей // Известия. Вузов. Физика. 1997. № 12.
35. Зубков П.И. Динамическая модель плазменных прерывателей тока // Журнал Технической Физики. 1999. т. 69, № 5.
36. Логинов С.В. Сценарий работы микросекундных плазменных прерывателей тока // ЖТФ. 2009. Vol. 79, № 1.
37. Суладзе К.В., Цхадая Б.А., Плютто А.А. Особенности формирования интенсивных пучков электронов в ограниченной плазме. Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. 1969. т. 10.
38. Мхеидзе Г.П., Плютто А.А., Короп Е.Д. Ускорение ионов при протекании тока через плазму // ЖТФ. 1971. Т. 41, вып. 5/6.
39. Reinovsky R.E., Smith D.L., Baker W.L., Degnan J.H., Henderson R.P, Kohn R.J., Kloc D.A, Foderick N.F. Inductive store pulse compression system for driving high speed plasma implosions. // IEEE Transactions on Plasma Science. 1982. V. 10.
40. Schoenbach K, Kristiansen M, Schaefer G. A review of opening switch technology for inductive energy storage // Proc. IEEE. 1984. Vol. 72. N 8.
41. Guenther A.H. (ed.) Opening Switches. Advances in Pulsed Power Technology. Plenum, New York. 1987.
42. Miyamoto S., Yoshinouchi A., Yugami N., Imasaki K., Nakai S., Yamanaka C. Pulse power compression by fast opening switch // Japanese Journal of Applied Physics. 1984. vol. 23. N. 2
43. Weber B.V., Commisso R.J., Cooperstein G., Grossmann J.M., Hinshelwood D.D., Mosher D., Neri J.M., Ottinger P.F., Stephanakis S.J. Plasma erosion opening switch research at NRL // IEEE Transactions on Plasma Science. 1987. vol. PS-15, no. 6.
44. Stringfield R., Schneider R., Genuario R.D. et al. Plasma Erosion Switches with Imploding Loads on a Multiterawatt Pulsed Power Generator // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 52, N 3.
45. Meger R.A., Commisso R.J., Cooperstein G., Goldstein S.A. Vacuum Inductive Storage/Pulse Compression Experiments on a High Power Accelerator Using Plasma Switches // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 42.

46. Mendel C.W., Goldstein S.A., Miller P.A. The Plasma Erosion Switch // Proc. I IEEE Pulsed Power Conf. Lubbock, 1976.
47. Mendel C.W., Goldstein S.A., Miller P.A. A Fast Opening Switch for Use in REB Diode Experiments // J. Appl. Phys. 1977. vol. 48, N 3.
48. Novac, B.M., Kumar, R. and Smith I.R.. A Tesla-pulse forming line-plasma opening switch pulsed power generator. // Review of Scientific Instruments, 2010. Vol. 81.
49. Быстрицкий В.М., Месяц Г.А., Ким А.А., Ковальчук Б.М., Красик Я.Е. Микросекундные плазменные прерыватели тока. // Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1992, т. 23, вып. 1.
50. Veron L., Etlicher B., Chuvatin A.S., Rouille C., Stephan J.-P. Experimental Investigation on a Long-Conduction Time- Plasma Opening Switch and its Application on a 0.1 TW Generator for Pre pulse Suppression // IEEE transactions on plasma science, 1993 Vol. 21, No. 5.
51. Hinshelwood D. D., Boller J. R., Commisso R. J., Cooperstein G., Meger R.A., Neri J. M., Ottinger P.F., Weber B.V. Plasma erosion opening switch operation at long conduction times // IEEE Transactions on Plasma Science, 1987. vol. PS-15.
52. Weber B.V., Commisso R.J., Meger R.A., Neri J.M., Oliphant W.F., Ottinger P.F. Current distribution in plasma erosion opening switch // Applied Physics Letters. 1984. vol. 45, no.14.
53. Mesyats G.A., Bugaev S.P., Kim A.A. et al. Microsecond Plasma Opening Switch // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. Vol. 15, N 6.
54. DiCapua M.S. Magnetic insulation. // IEEE Trans Plasma Sci. 1980. Vol. 11 N 3.
55. Bystritskii V.M., Krasik Ya.E., Lisitsyn I.V., Sinebrjukhov A.A. Experimental Investigation on the Conduction Phase of the Microsecond Plasma Opening Switch // Proc. VIII Intern. Conf. on High-Power Particle Beam Research and Technology. Novosibirsk, 1990.
56. Bluhm H. Pulsed Power Systems. Principles and Applications. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
57. Hunter R.O. Electron Beam Controlled Switching // Proc. I IEEE Pulsed Power Conf. Lubbock, 1976.
58. Ковальчук Б.М., Кремнев В.В., Месяц Г.А., Поталицын Ю.Ф. Разряд в газе высокого давления, инициируемый пучком быстрых электронов // Журнал прикладной механики и технической физики. 1971. №6.
59. Ковальчук Б.М., Месяц Г.А. О возможности быстрого обрыва тока в объёмном разряде, возбуждаемом электронном пучком // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2, вып. 14.
60. Ковальчук Б.М., Королев Ю.Д. Кремнев В.В., Месяц Г.А. Инжекционный тиратрон – ионный прибор с полным управлением // Радиотехника и Электроника. 1976. Т. 21, № 7.
61. Vitkovitskiy I. High Power Switching. N.Y.: Van Nostrand Reinhold, 1987

62. Асташинский В.М., Баканович Г.И., Минько Л.Я. Исследование динамики взаимодействующих с преградой компрессионных плазменных потоков // Физика плазмы. 1984. Т. 10.
63. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С., Исследование процессов ударного торможения гиперзвуковых потоков плотной плазмы, ТВТ , 1978, т. 16, вып. 6
64. Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М., Мищук А. А. Динамика взаимодействия генерируемого миниатюрным магнитоплазменным компрессором плазменного потока с преградой // Беларусь, Журнал прикладной спектроскопии. 2011. Т. 78. № 3.
65. Козлов Н.П., Морозов А.И., Плазменные ускорители и ионные инжекторы, Москва, «Наука», 1984.
66. Ковров П.Е., Шубин А.П. Сильноточный коаксиальный плазменный ускоритель в квазистационарном режиме. // в кн. Физика и применение плазменных ускорителей. Под ред. А.И. Морозова, Наука и Техника, Минск, 1974.
67. Калмыков А.А. Импульсные плазменные ускорители. // в кн. Физика и применение плазменных ускорителей. Под ред. А.И. Морозова, Наука и Техника, Минск, 1974.
68. Mendel C.W., Zagar D.M., Mills G.S., Humphries S., Goldstein S.A. Carbon plasma gun // Review of scientific instruments, vol. 51(12), pp. 1641-1644, 1980.
69. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю., Подгорный И.Л., Чуватин С.А. Электро-динамическое ускорение сгустков плазмы. // ЖЭТФ, 1957, Т.33, вып. 1.
70. Колесников П.М. Электродинамическое ускорение плазмы. М., Атомиздат, 1971.
71. Балагуров Л.Я., Ершов А.Г., Левтов В.Л., Лесков Л.В.. Исследование импульсного плазменного ускорителя рельсовой геометрии. ЖТФ, 1967. т. 38, № 2.
72. Камруков А.С, Козлов Н.П., Протасов Ю.С., Плазмодинамические источники излучения высокой спектральной яркости. // В сб. «Радиационная плазмодинамика», М.: Энергоатомиздат, 1991.
73. Stevenson P. Novel plasma sources for the plasma opening switch. Ph.D thesis, Loughborough University, 2002.
74. Rodriguez A.E., Elizondo J.M. A plasma gun model / Pulsed Power Conference - 1993. // Digest of Technical Papers. Ninth IEEE International, vol. 1, N 21-23
75. Плазменные ускорители / под ред. Л.А. Арцимовича. М.: Машиностроение, 1973.
76. Weber B.V., Hinshelwood D.D., Commisso R.J. Interferometry of flashboard and cable-gun plasma opening switches on Hawk // IEEE Transactions on Plasma Science, 1997. vol. 25, N 2.
77. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. М.: Атомиздат, 1976.

78. Виноградова А.К., Морозов А.И. Стационарные компрессионные течения. // в кн. Физика и применение плазменных ускорителей. / Под ред. А.И. Морозова. Минск: Наука и Техника, 1974.

79. Александров А.Ф., Ершов А.П., Каменщиков С.А., Логунов А.А., Черников В.А. Воспламенение сверхзвуковой пропан-воздушной смеси с использованием импульсной плазмы. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2008. № 2.

80. Ershov A. P., Kamenshchikov S.A., Logunov A.A., Chernikov V.A. Initiation of combustion of supersonic propane-air flow by magnetoplasma compressor discharge // High Temperature, 2009. Vol. 47, N. 6.

81. Денисов Е.И., Лушников Е.А. Экспериментальное исследование энергетических характеристик импульсного технологического плазмотрона // Молодежный научно-технический вестник – электронный журнал. МГТУ им Н.Э. Баумана, 2003, вып. 7.

82. Ловберг Р. Магнитные зонды // Диагностика плазмы / под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Мир 1967.

83. Беттихер В. Измерение магнитных полей в плазме // Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена – М.: Мир 1971.

84. Пергамент М.И. Методы исследования нестационарных потоков высокотемпературной плазмы. // в кн. Физика и применение плазменных ускорителей. / Под ред. А.И. Морозова, Минск: Наука и Техника, 1974.

85. Голант В.Е., Батанов Г.М. Микроволновая диагностика низкотемпературной плазмы. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы, Вводный том, книга 2 / под ред. В.Е. Фортова, М. : Наука, 2000

86. Лебедев Ю.А., Бенилов М.С., Власов П.А., Иванов Ю.А. Диагностика низкотемпературной плазмы / Под ред. М.Ф. Жукова и А.А. Овсянникова – Новосибирск, Наука, 1994.

87. Hebner G.A., Miller P.A., Woodworth J.R. Overview of Plasma Diagnostic Techniques. // In: Shul R.J., Pearton S.J. (eds) Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques. Springer-Berlin-Heidelberg, 2000.

88. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968.

89. Диагностика плазмы / Под. Ред. С.Ю. Лукьянова – М.: Атомиздат, 1973.

90. Алексеев Б.В. Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Атомиздат 1988.

91. Чернетский А.В., Зиновьев О.А., Козлов О.В.. Аппаратура и методы плазменных исследований / под ред. В.Д. Русанова. М.: Атомиздат, 1965.

92. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. – М.: Физматлит, 2006.

93. Грибков В.А. Диагностика и метрология плазменных процессов // Энциклопедия низкотемпературной плазмы, Вводный том, книга 2 / под ред. В.Е. Фортова, М. : Наука, 2000
94. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987
95. Time domain solver overview: CST Microwave Studio Help file / CST Studio Suite 2016 (Release version 2016.00 – 22.01.2016), CST AG.
96. Murphy E.L., Good R.H. Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region. Phys. Rev. 1956. Vol. 102. N 6.
97. Дьяконов В.П. Сверхскоростная твердотельная электроника. Т. 1: Приборы общего назначения. М.: ДМК Пресс, 2013.
98. Каханер Д., Моулер К., Нэш С. Численные методы и программное обеспечение М.: Мир, 1998.
99. Pupalaikis P.J. Random Interleaved Sampling., Электронный ресурс http://cdn.teledynelecroy.com/files/whitepapers/wp_ris_102203.pdf
100. Бугаев С.П. и др. Взрывная эмиссия электронов // УФН. 1975. Т. 115. № 1.
101. Денискин Ю.Д., Жигарев А.А., Смирнов Л.П. Электронные приборы. М.: Энергия, 1980.
102. Alpert D., Lee D.A, Lyman E.M., Tomaschke H.E. Initiation of Electrical Breakdown in Ultra-high Vacuum // Journal of Vacuum Science and Technology. 1964. Vol. 1, N 2.
103. Ульянов К.Н. Сверхплотный тлеющий разряд. Теория катодной области. ТВТ, 1999, т. 37, №3.
104. Bloess D. et al. The Triggered Pseudo-Spark Chamber as a Fast Switch and as a High-Intensity Beam Source // Nuclear Instuments. 1983. Vol. 205.
105. Гордеев В.Ф., Пустогаров А.В. Термоэмиссионные дуговые катоды. М.: Энергоатомиздат, 1988.
106. Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics (4) / Ed. By. E. Heyman, B. Mendelbaum, and J. Shiloh. N.Y.: Plenum press, 1999.
107. Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics (9) / Ed. By F. Sabath, D.V. Giri, F. Rachidi, A. Kaelin. Springer-New York-Dordrecht-Heidelberg-London. 2010.
108. Месяц Г.А., Шпак В.Г. Генерирование мощных субнаносекундных импульсов (обзор). // Приборы и Техника Эксперимнта, 1978, №6.
109. Месяц Г А, Яландин М И. Пикосекундная электроника больших мощностей. // Успехи Физических Наук. 2005. № 175.
110. XRS-FP Quantitative XRF Analysis Software (Электронный ресурс) http://amptek.com/products/xrs-fp-quantitative-xrf-analysis-software/

111. Жуков Б.Г., Резников Б.И., Куракин Р.О., Поняев С.А., Бобашев С.В. Прохождение разрядного тока через границу плазма-электрод в канале электромагнитного рельсового ускорителя // ЖТФ, 2016, т. 86, вып. 11.

112. Цвентух М.М., Месяц Г.А., Баренгольц С.А. Генерация и обрыв тока быстрых электронов в пикосекундном разряде в условиях сверхвысоких перенапряжений. // В сб. тезисов докладов XXXVII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, февраль 2010 г.

113. Barengolts S.A., Mesyats G.A., Tsventoukh M.M. The ecton mechanism of unipolar arcing in magnetic confinement fusion devices // Nuclear Fusion. 2010. Vol. 50 N 12.

114. Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козловская Т.И., Ревазов В.О., Селезнёв В.П., Якубов Р.Х. Процесс коммутации вакуумного электроразрядного промежутка лазерной плазмой. // Прикладная физика. 2014. т. 6.

115. Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Дешко К.И., Черников В.А. Исследование возможности применения МПК для плазменно-стимулированного горения в высокоскоростном потоке. // Физика плазмы, 2018, 44 №8.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение А. Сведения об использованных материалах

Сведения о химическом составе металлов, использованных для изготовления сменных штырей и насадок в Главе 4, приведены в нижеследующей таблице А.1. Концентрации всех элементов выражены в процентах; для основного элемента указана минимально возможная концентрация, для примесей – максимально возможная в соответствии с нормативно-технической документацией (НТД).

Табл. А.1. Химический состав использованных материалов

№	Материал	Марка	Обозначение НТД
Химический состав, %			

1	**Никель**			**Н-0**			**ГОСТ 849 - 2008**		
Ni	Fe	C	Si	Mn	S	P	Co	Al	Cu
99.99	0.002	0.005	0.001	0.001	0.001	0.001	0.005	0.001	0.001
As	Pb	Mg	Zn	Sb	Bi	Sn	Cd		
0.0005	0.0003	0.001	0.0005	0.0003	0.0001	0.0003	0.0003		
2	**Кобальт**			**К-0**			**ГОСТ 123 - 2008**		
Co	Fe	Mn	Ni	Cu					
99.98	0.003	0.001	0.005	0.001					
3	**Титан**			**ВТ1-0**			**ГОСТ 19807 - 91**		
Ti	Fe	C	Si	N	O	H	прочие примеси		
99.7	0.25	0.07	0.1	0.04	0.2	0.01	0.3		
4	**Медь**			**М00**			**ГОСТ 859 - 2001**		
Cu	Fe	Ni	S	P	As	Pb	Zn	Ag	O
99.96	0.001	0.001	0.002	0.0005	0.001	0.001	0.001	0.002	0.003
Sb	Bi	Sn							
0.001	0.0005	0.001							

Табл. А.1. Химический состав использованных материалов (продолжение)

№	Материал	Марка	Обозначение НТД
Химический состав, %			

5	**Алюминий**			**АД00**			**ГОСТ 4784 - 97**		
Al	Fe	Si	Mn	Ti	Cu	Mg	Zn	прочие примеси	
99.7	0.2	0.2	0.03	0.03	0.03	0.03	0.07	0.02	
6	**Олово**			**ОВЧ000**			**ГОСТ 860 - 75**		
Sn	Fe	Ni	Co	Al	Cu	As	Pb	Sn	Fe
99.999	0.0001	10^{-5}	10^{-5}	0.0003	10^{-5}	0.0001	10^{-5}	99.999	0.0001
Sb	Bi	In	Au	Ag	Zn	Ga		Sb	Bi
10^{-6}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-6}	0.00003	0.00005		10^{-6}	10^{-6}

Примечания.

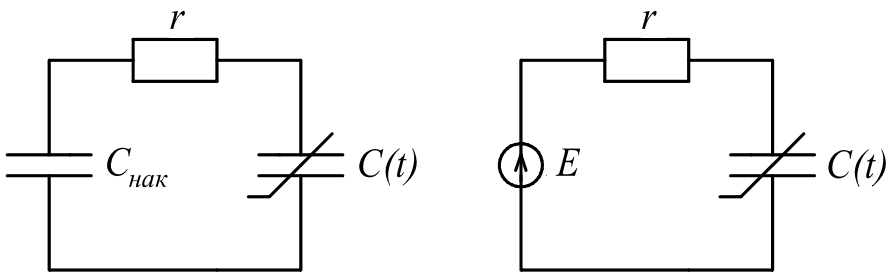
1. Штыри и насадки, изготовленные из ферромагнитных материалов – никеля и кобальта – непосредственно перед экспериментом подвергались размагничиванию.
2. Все штыри и насадки непосредственно перед экспериментом промывались в диэтиловом эфире, ополаскивались дистиллированной водой и высушивались в токе горячего воздуха.
3. Во избежание шаржирования все материалы обрабатывались только точением.

Приложение Б. О вкладе тока смещения

Рассмотрим вопрос о вкладе тока смещения в полный ток, протекающий через электродную систему.

Инжектируемая плазма вначале достигает внешнего (периферийного) электрода и, затем, переносит его потенциал к внутреннему (центральному). При этом ёмкость электродной системы меняется, и это изменение приводит к возникновению тока смещения. Оценим его величину. Для оценки будем считать плазменный фронт предельно резким и движущимся с постоянной скоростью.

Эквивалентная схема электродной системы вместе с внешней цепью, в которую она включена, представлена на рис. Б.1. Сама электродная система замещена переменной ёмкостью $C(t)$. Ёмкость коаксиального конденсатора $C_{нак}$ весьма велика; напряжение на нём можно считать практически неизменным. Поэтому для удобства представим коаксиальный конденсатор в виде источника ЭДС.



а) б)

Рис. Б.1. Схема замещения электродной системы и внешней цепи, в которую она включена.

Переходной процесс в схеме (рис. Б.1, б) описывается вторым законом Кирхгофа: $r \cdot i(t) + u(t) - E = 0$,

$$\text{т.е. } \frac{dq(t)}{dt} + \frac{u(t)}{r} - \frac{E}{r} = 0. \qquad \text{(Б-1)}$$

Здесь $q(t)$, $i(t), u(t)$ - мгновенные значения заряда, тока и напряжения на изменяющейся ёмкости $C(t)$.

Выражая в (Б-1) заряд через напряжение и ёмкость, получаем $C(t)\frac{du(t)}{dt} + u(t)\frac{dC(t)}{dt} + \frac{u(t)}{r} - \frac{E}{r} = 0$, или же

$$\frac{du(t)}{dt} = \frac{1}{rC(t)} \times \left(E - u(t)\right) - \frac{dC(t)/dt}{C(t)} \times u(t). \qquad \text{(Б-2)}$$

Строгое решение полученного уравнения, вообще говоря, затруднительно, поэтому вместо точного решения выполним оценку.

Уравнение (Б-2) в правой части содержит две величины, имеющие физический смысл скорости изменения напряжения:

$u(t)\times\frac{dC(t)/dt}{C(t)}$ - скорость изменения напряжения в результате изменения ёмкости

$\left(E-u(t)\right)\times\frac{1}{rC(t)}$ - скорость релаксации напряжения к своему равновесному значению (т.е. к ЭДС E).

Ясно, что процессы отклонения и релаксации напряжения противоположны, поэтому возможны два предельных случая:

(а) $\left|\frac{dC(t)/dt}{C(t)}\right|<<\frac{1}{rC(t)}$, т.е. $r\left|\frac{dC(t)}{dt}\right|<<1$ - Изменение ёмкости происходит гораздо медленнее, нежели релаксация напряжения; последнее не успевает заметно измениться и вкладом тока смещения можно пренебречь;

(б) $\left|\frac{dC(t)/dt}{C(t)}\right|>>\frac{1}{rC(t)}$, т.е. $r\left|\frac{dC(t)}{dt}\right|>>1$ - Ёмкость изменяется быстро, и вклад тока смещения уже является определяющим.

Оценить ёмкость $C(t)$ можно, в простейшем случае, как ёмкость плоского конденсатора $C(t)=\frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{h(t)}$. Здесь $\varepsilon_0=8.85\times10^{-12}\,Ф/м$ - диэлектрическая постоянная, диэлектрическая проницаемость зазора между плазменным фронтом и торцом электрода $\varepsilon=1$ в силу идеальной границы плазменного фронта, $S\approx2\times10^{-6}\,м^2$ - площадь торца центрального электрода, $h(t)$ - ширина зазора. Условие (б) в этом случае запишется в виде $\frac{r\varepsilon\varepsilon_0 S}{h^2(t)}\left|\frac{dh(t)}{dt}\right|>>1$. Считая плазменный фронт движущимся с постоянной скоростью $v\equiv\left|\frac{dh(t)}{dt}\right|$, имеем $h^2<<r\varepsilon\varepsilon_0 Sv$ или же $h<\sqrt{r\varepsilon\varepsilon_0 Sv}$. Подставляя $r=50\,Ом$ и $v=1000\,м/с$, получаем значение ширины зазора, начиная с которого ток смещения вносит уже заметный вклад: $h<1\,мкм$. Полученную оценку, однако, следует считать существенно завышенной, поскольку на столь малых расстояниях скорость плазменного фронта будет много меньше вследствие торможения.

Таким образом, вкладом тока смещения можно пренебречь.