

ИНСТИТУТ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ имени А.М. ПРОХОРОВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Швыдкий Георгий Вячеславович

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО
ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА В КВАЗИРАДИАЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Специальность 1.3.9 – Физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени

Кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м.н., профессор

Игнатов А. М.

д. ф.-м.н.

Кралькина Е.А.

Москва - 2022

Оглавление

Оглавление	2
Введение.....	5
Актуальность темы	5
Цель работы:	7
Задачи исследования:.....	7
Научная новизна.....	8
Достоверность результатов	9
Объект и предмет исследования.....	9
Практическая значимость работы	9
Методология диссертационного исследования	10
Основные положения диссертации, выносимые на защиту	10
Апробация результатов и публикации автора	11
Личный вклад автора	11
Объем и структура диссертации.....	12
Содержание работы	12
Глава 1. Обзор литературы.....	25
1.1. Физические принципы работы и конструкция УЗДП.....	25
1.1.1 Недостатки СПД	37
1.2 О возможности использования емкостного ВЧ разряда для получения ускоренного ионного потока.....	38
1.3 Емкостной высокочастотный разряд.....	40
1.3.1 Схема организации емкостного ВЧ разряда и его особенности	41
1.3.2 Эквивалентная схема ЕВЧР и распределение полей в разряде	43
1.3.3 Вольт-амперные характеристики емкостного ВЧ разряда	57
1.3.4 Механизм поглощения ВЧ мощности	61
1.3.5 Влияние частоты на ЕВЧР	63
1.3.6 Импеданс ЕВЧР.....	67
1.4 Постановка задачи	70
Глава 2. Методика эксперимента.....	73
2.1. Экспериментальная установка и источник плазмы.....	73

2.2. Методики измерений	79
2.2.1. Измерение вольт-амперных характеристик	79
2.2.2. Зондовые измерения	82
2.2.3. Спектральные измерения	88
2.2.4. Измерения средней энергии ионов с помощью энергоанализатора	90
Глава 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение	92
3.1 Зависимость интегральных характеристик разряда от схемы его организации	92
3.1.1 Временные зависимости ВЧ напряжения и тока	92
3.1.2 ВАХ разряда	94
3.1.3 Энергия ионов в зависимости от схемы организации разряда	97
3.1.4 Постоянный ток, текущий между электродами, при использовании второй и третьей схем организации разряда	99
3.2 Интенсивность свечения плазмы	101
3.3 Влияние рабочей частоты на интегральные характеристики разряда ..	103
3.3.1 ВАХ разряда и постоянный ток	103
3.3.2 Энергия ионов в зависимости от частоты ВЧ генератора	106
3.4 Влияние индукции внешнего магнитного поля на интегральные характеристики разряда	108
3.4.1 ВАХ разряда	108
3.4.2 Средняя энергия ионов и постоянный ток	111
3.5 Локальные параметры плазмы	112
3.5.1 Локальные параметры плазмы в зависимости от схемы подключения	112
3.5.2 Локальные параметры плазмы в зависимости от подаваемой ВЧ мощности	117
3.5.3 Локальные параметры плазмы в зависимости от величины внешнего магнитного поля	119
3.6 Характеристики двигателя на основе емкостного ВЧ разряда с радиальным магнитным полем	122
Глава 4. Импеданс разряда	125
4.1 Действительные и мнимые части импеданса разряда в зависимости от схемы организации разряда	125

4.2 Действительные и мнимые части импеданса разряда в зависимости от рабочей частоты	128
4.3 Зависимость $\text{Re}(Z)$ и $\text{Im}(Z)$ от индукции внешнего магнитного поля 129	
4.4 Оценка импеданса разряда на основании классических представлений о проводимости плазмы.....	130
4.4.1 Эквивалентная схема.....	130
4.4.2 Результаты расчетов	135
4.4.3 Сравнение экспериментальных и расчетных значений импеданса	141
Заключение	144
Выводы.....	144
Список цитируемой литературы.....	147
Список опубликованных статей по теме диссертации (Scopus, Web of Science и RSCI).....	159
Другие опубликованные работы по теме диссертации.....	160
Благодарность	161

Введение

Актуальность темы

Емкостной высокочастотный разряд (ЕВЧР) низкого давления в течение многих лет является объектом интенсивных фундаментальных исследований, обусловленных как богатством физических процессов, происходящих в разряде, так и потребностями промышленности, где разряд широко используется. В последние годы наряду с хорошо известными технологическими применениями ЕВЧР в качестве рабочей среды газовых лазеров, плазменных реакторов, предназначенных для травления полупроводниковых пластин и т.д., возникло новое технологическое направление - использования разряда в качестве рабочего процесса космических электроракетных двигателей.

Одной из новых, актуальных задач, стоящих перед космической отраслью, является организация полетов космических аппаратов на сверхнизких околоземных орбитах (~200км). Наличие остаточной атмосферы на высотах порядка 200 км требует оснащения космических аппаратов двигателями, способными долговременно работать не только на инертных газах, но и на их смесях с воздухом, а в идеале исключительно на воздухе. В качестве естественного кандидата на рабочий процесс таких двигателей выступает ЕВЧР. Во-первых, ЕВЧР легко поджигается и горит как в инертных, так и в химически активных газах, не требуя наличия эмитирующего электроны катода. Во-вторых, электроды ЕВЧР могут быть вынесены за пределы разрядного промежутка, что сводит к минимуму эрозию электродов за счет взаимодействия их материала с химически активными частицами. В-третьих, при использовании схемы организации разряда с разомкнутыми по

постоянному току электродами потоки электронов и ионов, поступающие на электроды, скомпенсированы по величине в пределах периода ВЧ поля. Это свойство разряда может позволить отказаться от использования нейтрализатора.

Обзор литературы показывает, что перспективным направлением использования ЕВЧР в космической технике является замена рабочего процесса холловских двигателей на основе разряда постоянного тока на емкостной разряд. Возможность замены обусловлена следующими фактами: также как в разряде постоянного тока, в ЕВЧР рядом с электродами возникают скачки квазистационарного потенциала, которые при наличии радиального магнитного поля должны приводить к появлению азимутального дрейфа электронов и ускорению ионов.

Наряду с решением ряда практических задач, использование ЕВЧР в качестве рабочего процесса холловского двигателя требует решения целого ряда фундаментальных задач. Диссертация посвящена комплексному, систематическому экспериментальному исследованию фундаментальных свойств ЕВЧР с внешним радиальным магнитным полем, а именно вольт-амперных характеристик (ВАХ) характеристик и импеданса разряда, пространственного распределения параметров плазмы внутри прототипа электроракетного двигателя, энергии ионов в струе и исходящей из него плазмы, в зависимости от схемы организации разряда, рабочей частоты, индукции внешнего магнитного поля, а также типа рабочего газа, включая воздух. Диапазон рассмотренных внешних параметров разряда соответствует типичным условиям работы холловского двигателя. Из сказанного следует, что тема диссертационной работы является актуальной и востребованной.

Цель работы:

Целью диссертационной работы является комплексное исследование влияния внешних параметров на свойства ВЧ емкостного разряда низкого давления при наличии внешнего магнитного поля с преимущественной радиальной составляющей.

Задачи исследования:

Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. На основе обзора литературы, выделить и проанализировать влияние внешних параметров емкостного ВЧ разряда на параметры плазмы и распределение потенциала в приэлектродных слоях разряда.
2. Экспериментально исследовать продольное распределение параметров плазмы в источнике плазмы и в струе на выходе из источника, имеющего геометрию УЗДП, в зависимости от величины внешнего магнитного поля, рабочей частоты, расхода и типа рабочего газа в двух режимах горения разряда: при наличии и отсутствии замыкания электродов по постоянному току.
3. Экспериментально исследовать электротехнические характеристики разряда, а именно действительную и мнимую части его импеданса, в зависимости от величины внешнего магнитного поля, рабочей частоты, расхода и типа рабочего газа в двух режимах горения разряда: при наличии и отсутствии замыкания электродов по постоянному току.
4. Экспериментально исследовать влияние подключения дополнительного канала постоянного тока на параметры емкостного ВЧ разряда и исходящей из него плазменной струи, при наличии внешнего магнитного поля с преимущественной радиальной составляющей.

Научная новизна

Впервые выполнены комплексные систематические экспериментальные исследования физических свойств ЕВЧР низкого давления, помещенного в магнитное поле с преимущественной радиальной составляющей в геометрии стационарного плазменного двигателя: рассмотрены локальные и интегральные параметры плазмы при различных схемах организации разряда; установлено влияние схемы организации разряда на ВАХ разряда, квазистационарный потенциал плазмы, энергию ионов, концентрацию плазмы и ее распределение вдоль разрядного канала.

Впервые изучены интегральные характеристики указанного разряда в геометрии стационарного плазменного двигателя при изменении рабочей частоты (2, 4 и 13.56 МГц). Изучены изменения с частотой ВАХ, сдвиг фаз между ВЧ напряжением и током, энергия и плотность ионного пучка.

Впервые показано, что ВАХ, импеданс разряда, концентрация плазмы и плотность ионного тока слабо зависят от величины квазирадиального магнитного поля при его величинах более 140 Гс.

Впервые был рассмотрен вопрос о механизме переноса электронов поперек магнитного поля в ЕВЧР в геометрии стационарного плазменного двигателя. Разработанная математическая модель в совокупности с экспериментальными измерениями импеданса разряда показала неприменимость классической столкновительной модели проводимости электронов поперек магнитного поля для описания проводимости в исследуемом разряде.

Новые полученные результаты позволили рассматривать изучаемый источник ионов в качестве электрического ракетного двигателя (ЭРД). Были измерены характеристики источника плазмы (энергия и плотность ионного потока) для рабочих газов криптон и воздух, использование которых является актуальным в современных ЭРД.

Достоверность результатов

Экспериментальная работа выполнялась с использованием надежного сертифицированного оборудования и общепринятых методик измерений и диагностик плазмы. Измерения проводились в соответствии с правилами научного эксперимента. В работе применялись современные методы сбора, хранения и обработки данных, а результаты сопоставлялись с ранее достоверно проведенными исследованиями, теоретическими расчетами и математическим моделированием. Это позволяет считать результаты обоснованными и достоверными.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования является емкостной высокочастотный разряд, помещенный в квазирадиальное магнитное поле в геометрии стационарного плазменного двигателя. Предметом исследования являются интегральные и локальные параметры разряда в зависимости от внешних условий.

Практическая значимость работы

Комплексные, систематические экспериментальные исследования физических свойств ЕВЧР низкого давления, помещенного в магнитное поле с преимущественной радиальной составляющей, выполненные в диссертации, позволили выделить ряд закономерностей, знание которых необходимо для разработки и оптимизации ВЧ электрических ракетных двигателей, имеющих геометрию стационарного плазменного двигателя (СПД), а также промышленного источника ионов для наземного применения.

Методология диссертационного исследования

На языке программирования Си была написана программа для расчета импеданса разряда в среде разработки Visual Studio. Интегральные характеристики разряда были получены на основе измерений ВАХ. Энергия ионов в струе плазмы на выходе из источника измерялась с помощью четырехсеточного энергоанализатора. Локальные параметры плазмы были получены с помощью зондовых и спектральных методов диагностики плазмы.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

1. Емкостной высокочастотный разряд (ЕВЧР) с замкнутой по постоянному току схемой организации при рассмотренных одинаковых внешних условиях (мощность ВЧ генератора 90-300 Вт, частота – 2, 4 и 13.56 МГц, расход газа 25 – 60 см³/мин, магнитные поля 105-300 Гс) имеет более высокий квазистационарный потенциал плазмы (270 В), концентрацию плазмы в канале ($6 \cdot 10^{10}$ см⁻³) и энергию ионного пучка (250 эВ) по сравнению с ЕВЧР со схемой с разомкнутыми по постоянному току электродами, где соответствующие параметры составляют 70 В, $2 \cdot 10^{10}$ см⁻³ и 25 эВ. Максимум концентрации плазмы при использовании «замкнутой» схемы расположен в месте локализации магнитного поля, в «разомкнутой» – возле нагруженного электрода.
2. Уменьшение рабочей частоты с 13.56 до 2 МГц сопровождается смещением рабочего диапазона высокочастотных (ВЧ) напряжений и токов в область более низких значений с 550-580 В до 420-470 В и с 1.2-1.5 А до 0.4-0.75 А соответственно. При этом, сдвиг фаз между ними уменьшается по абсолютной величине. Энергия ионов уменьшается с

275 до 185 эВ, а постоянный ток при использовании замкнутой схемы увеличивается на 15 мА.

3. Внешнее магнитное поле при индукции выше 150 Гс слабо влияет на величины ВЧ напряжений и токов, импеданс разряда и на постоянный ток. Увеличение магнитного поля с 105 до 320 Гс уменьшает энергию ионов с 275 до 240 эВ.
4. Проводимость плазмы между электродами в ЕВЧР при наличии квазирадиального магнитного поля не описывается классическим механизмом проводимости.
5. Максимальная энергия ионов наблюдались для рабочих газов воздух и криптон и составляла до 355 эВ, максимальный постоянный ток - для газа криптон (500 мА при мощности ВЧ генератора 240 Вт).

Апробация результатов и публикации автора

По мере получения результатов происходило их обсуждение на семинаре теоретического отдела ИОФ РАН. Основные результаты были представлены на 45 и 46 Звенигородских конференциях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, на XI Международной научно-технической конференции «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий» а также на научных семинарах ИОФ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, РУДН. По теме диссертации было опубликовано 6 статей в рецензируемых научных журналах из перечня ВАК России и 2 тезиса в сборниках трудов и конференций.

Личный вклад автора

Все результаты, полученные в представленной работе, были выполнены непосредственно автором, либо при его участии. Автором была модернизирована лабораторная модель источника ионов и подготовлено

измерительное оборудование. Был проведен эксперимент с последующей обработкой и анализом результатов. Автор работы также принимал участие в расчете и написании программы по созданию математической модели разряда и интерпретации полученных результатов.

Объем и структура диссертации

Диссертационная работа включает в себя следующие разделы: введение, 4 главы, заключение и список цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 161 страниц и включает в себя 79 рисунков и 1 таблицу. Библиография состоит из 109 наименований.

Содержание работы

Во **введении** показывается актуальность исследуемой темы, перечисляются поставленные цели и задачи работы, делается заключение о научной новизне и практическом применении полученных результатов. Далее представлены положения, выносимые на защиту, предоставляются данные об апробации работы, опубликованных и доложенных на конференциях результатах, личном вкладе автора. Введение завершается данными о структуре и объеме диссертации, кратким описанием глав работы.

В первой главе представлен обзор литературы на тему диссертации. В начале обзора представлена краткая историческая справка, посвященная разработке и использованию ускорителей с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения (УЗДП). В частности, акцент делается на использовании ускорителей в качестве стационарного плазменного двигателя (Холловского двигателя). Далее объясняются физические принципы работы и конструкция УЗДП. После этого рассматривается наиболее интересная и фундаментальная проблема физики разряда УЗДП – исследование механизма переноса электронов между катодом и анодом. Показано, что модель разряда

в УЗДП, основанная на классической модели проводимости поперек магнитного поля не описывает экспериментально наблюдаемый разрядный электрический ток. Добавление механизма пристеночной проводимости улучшает согласие между экспериментальными и расчетными результатами, но полностью не компенсирует разницу между ними. В связи с этим далее рассматриваются работы, посвященные аномальной проводимости в УЗДП, которая возникает из-за наличия азимутальных волн и неустойчивостей. Их учет позволяет добиться удовлетворительного описания экспериментов.

Следующая часть главы посвящена рассмотрению возможности использования емкостного ВЧ разряда в качестве основного рабочего процесса в УЗДП. Сравняются преимущества и недостатки такого подхода для организации ускоренного потока ионов. Учитывая перспективность организации такого разряда, дальнейшая часть посвящена рассмотрению физики емкостного ВЧ разряда. С помощью однородной модели разряда рассматриваются основные параметры приэлектродных слоев и падение потенциала в них в зависимости от схемы организации разряда. Рассмотрены условия, при которых параметры слоя будут оптимальны для использования источника в качестве электрических ракетных двигателей (ЭРД). Особое внимание уделено рассмотрению импеданса разряда, зависимостей параметров плазмы от схемы организации разряда и от рабочей частоты генератора.

Вторая глава посвящена описанию экспериментальной установки и методикам измерения, включая методы обработки данных. В экспериментальных исследованиях использовался источник плазмы, выполненный в геометрии двигателя СПД-70. Схема организации магнитопроводов и катушек осталась неизменной, за исключением отключения катушек магнитов от разрядной цепи и подсоединения их к внешнему источнику питания.

Лабораторный источник ионов монтировался на фланце вакуумной камеры объемом порядка 0.8 м^3 , при этом корпус источника заземлялся. Вакуумная камера откачивалась каскадом из двух насосов – форвакуумного и турбомолекулярного до давления $3 \cdot 10^{-5} \text{ Тор}$, а во время горения разряда давление изменялось в диапазоне от $8 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-3} \text{ Тор}$ в зависимости от условий эксперимента. Основным рабочим газом являлся аргон, однако, ряд экспериментов проводился с криптоном и воздухом.

Активный электрод, расположенный в глубине канала, подключался к внешнему высокочастотному генератору через систему согласования двумя способами – с размыканием и замыканием по постоянному току. В первом случае, активный и заземленный электрод были разделены по постоянному току. Для реализации второго способа подключения, между электродами подсоединялся дроссель – спираль с высокой индуктивностью, которая позволяла протекать постоянному току. Частота ВЧ генератора составляла 13.56, 4 и 2 МГц, диапазон мощностей 90-300 Вт. В большинстве случаев отраженная мощность ВЧ генератора не превышала 15 Вт.

Экспериментальная часть работы состояла из:

1. Измерения ВАХ и импеданса разряда;
2. Измерения энергии ионов с помощью энергоанализатора;
3. Измерения потенциала и концентрации плазмы вдоль разрядного канала;
4. Спектральных измерений;

При снятие вольтамперных характеристик ВЧ напряжение измерялось с помощью двухканального осциллографа через емкостной делитель, а разрядный ток с помощью пояса Роговского, который располагался на проводе между активным электродом и системой согласования. Перед экспериментом пояс Роговского был откалиброван для каждой используемой рабочей частоты.

Для определения распределения концентрации плазмы, потенциала пространства и температуры электронов вдоль разрядного канала использовался цилиндрический зонд Ленгмюра диаметром 0.3 мм и длиной 4 мм установленный на передвижной каретке. Для корректного снятия зондовых ВАХ последовательно с зондом включались два резонансных режекторных фильтра, для основной и второй гармоники рабочей частоты.

Для исследования энергии ионов на выходе из источника плазмы использовался четырехсеточный энергоанализатор, который располагался в вакуумной камере непосредственно под разрядным каналом на расстоянии 20 сантиметров от него. Энергоанализатор состоит из 4-х сеток: первая сетка была заземлена, чтобы поля внутри измерителя не выходили наружу и не влияли на разряд, вторая сетка и четвертая были под небольшим отрицательным напряжением (~ -30 В) для отталкивания внешних электронов и электронов, вызванных вторичной ионно-электронной эмиссии с коллектора, а на третью сетку подавался задерживающий ионы положительный потенциал с источника постоянного напряжения в диапазоне 0 – 500 В.

Наконец, в качестве независимой методики определения концентрации плазмы в зависимости от внешних условий были использованы спектральные измерения. Для этого была собрана схема, позволяющая определять интенсивность атомарных (419.8, 420.0, 425.9 нм) и ионных (480.6 нм) линий аргона. Для получения параметров плазмы из интенсивности спектра была выбрана корональная модель разрядной плазмы.

В третьей главе описываются экспериментально полученные результаты. Глава начинается с рассмотрения интегральных характеристик разряда в зависимости от схемы его организации. В схеме с разомкнутыми по постоянному току электродами зависимость ВЧ напряжения и тока от времени с хорошей степенью точности описывается законом косинуса. При замыкании их по постоянному току те же зависимости являются сильно негармоничными.

Фурье-анализ показал, что в спектре ВЧ тока присутствуют первая, вторая и третья гармоники, в то время как напряжение главным образом представлено основной гармоникой.

В рассмотренном диапазоне мощностей ВЧ генератора максимальное ВЧ напряжение $U_{RF}(t)$ и ток $I_{RF}(t)$ на активном электроде достигается в случае, когда электроды разомкнуты по постоянному току и составляет 1200-1500 В и 2 - 2.8 А соответственно. Сдвиг фаз между ВЧ током и ВЧ напряжением близок к 90 градусам. При замыкании разряда по постоянному току напряжение горения разряда, как и ВЧ ток уменьшаются. Так, амплитудные значения напряжения лежат в диапазоне 550 - 750 В, а значения тока – в диапазоне 1.1 - 1.6 А. Сдвиг фаз между $U_{RF}(t)$ и $I_{RF}(t)$ существенно выше, чем в предыдущем случае. Это указывает на уменьшение доли тока смещения и повышении доли тока проводимости в полном токе. При подаче положительного относительно земли потенциала на нагруженный электрод наблюдается существенное падение рабочего напряжения и рост токов: высокочастотного I_{RF} и постоянного I_{dc} , который течет в разрядной цепи. Обращает на себя внимание, что сдвиг фаз между ВЧ током и напряжением существенно возрастает и приближается к 0 град. При подаче отрицательного относительно земли потенциала межэлектродное ВЧ напряжение и ВЧ ток занимают промежуточное положение между ВАХ разряда с разомкнутыми и замкнутыми электродами.

Далее проводилось изучение влияния схемы организации разряда на среднюю энергию ионного потока. Подтверждено, что минимальная энергия достигается при разомкнутой схеме и составляет 25 эВ для газа аргон. При замыкании нагруженного электрода по постоянному току энергия ионов существенно возрастает – до 250 эВ, а дополнительная подача постоянного напряжения еще больше увеличивает энергию. Показано, что увеличение ВЧ мощности слабо влияет на энергию ионов, что объясняется поведением ВАХ.

Для разомкнутой по постоянному току схемы (далее - разомкнутой) было измерено постоянное смещение нагруженного электрода, абсолютная величина которого увеличивалась при увеличении амплитуды ВЧ колебаний. В замкнутой по постоянному току схеме (далее – замкнутой) при подаче постоянного напряжения на нагруженный электрод измерялся постоянный ток, который увеличивался пропорционально ВЧ мощности генератора и величине постоянного напряжения. Предположительно, постоянный ток пропорционален концентрации плазмы. Для проверки этого предположения были проведены спектральные измерения.

Спектральные измерения показали постоянство электронной температуры при изменении подаваемой ВЧ мощности и прямую пропорциональность между интенсивностью свечения атомарных линий и величинами постоянного тока, что свидетельствует в пользу того, что обе величины пропорциональны концентрации плазмы.

Следующий раздел посвящен изучению влияния рабочей частоты ВЧ генератора на параметры разряда. Рассматривались три частоты: 2, 4 и 13.56 МГц. Зависимости ВАХ разряда для частоты 4 МГц при различных схемах организации разряда качественно близки к результатам, полученным на частоте 13.56 МГц. При замкнутых по постоянному току электродах в пределах одного и того же диапазона мощностей ВЧ генератора область рабочих ВЧ напряжений смещается в область меньших U_{RF} при понижении рабочей частоты. Сдвиг фаз максимален в случае $f=13.56$ МГц и минимален при $f=2$ МГц. При частотах 2 и 4 МГц для увеличения ВЧ тока требуется увеличение ВЧ напряжения, что может свидетельствовать о реализации режима, близкого к аномальному режиму горения тлеющего разряда. Так же, на этих частотах, как и на 13.56 МГц, наблюдается линейный рост постоянного тока I_{dc} с увеличением вложенной ВЧ мощности. Величина постоянного тока для трех частот приблизительно одинакова, однако заметна небольшая

тенденция увеличения разрядного тока с уменьшением рабочей частоты ВЧ генератора.

С повышением рабочей частоты увеличивается энергия ионного пучка. При этом для каждой частоты характерна слабая зависимость средней энергии ионов от мощности ВЧ генератора. Подача постоянного смещения V_{disp} на нагруженный электрод при работе на частоте 2, 4 и 13.56 МГц приводит к росту энергии ионов. Наибольшие значения при всех V_{disp} наблюдаются при рабочей частоте 13.56 МГц, наименьшие – при работе на частоте 2 МГц.

Следующий раздел посвящен влиянию индукции внешнего магнитного поля B на интегральные характеристики разряда. При малых значениях $B < 105$ Гс разряд поджигается в α - моде. При увеличении подаваемой ВЧ мощности разряд переходит в γ – моду. При этом напряжение горения сначала уменьшается, а дальнейший рост тока происходит при увеличении ВЧ напряжения между электродами. Одновременно начинает уменьшаться разность фаз, приближаясь к 0 градусам, указывая на повышение роли тока проводимости. Увеличение индукции магнитного поля сопровождается смещением области существования разряда в область меньших U_{RF} . В пределах одного режима горения разряда изменения магнитного поля несущественным образом сказываются на характере ВАХ. Как для действительной, так и для мнимой частей импеданса характерна слабая зависимость от индукции внешнего магнитного поля при условии, что $B > 105$ Гс. Также наблюдается независимость постоянного тока I_{dc} от величины магнитной индукции. Энергия ионного пучка незначительно уменьшается с ростом B .

В следующем разделе Главы 3 описываются локальные параметры емкостного ВЧ разряда с радиальным магнитным полем. Сначала рассматривается аксиальное распределение ионного тока насыщения с зонда Ленгмюра i_+ , который предполагается пропорциональным концентрации плазмы. В случае использования схемы с разомкнутыми по постоянному току

электродами аксиальное распределение $i_+(L)$ имеет вид, типичный для γ -режима емкостного ВЧ разряда, а именно, наблюдаются два максимума ионного тока вблизи локализации квазистационарных скачков потенциала. Основным максимумом ионного тока лежит вблизи нагруженного электрода, где сосредоточено основное падение квазистационарного потенциала, а меньший максимум располагается вблизи среза канала, где локализовано магнитное поле, что и является причиной образования этого максимума. В схеме с замкнутыми электродами увеличивается падение квазистационарного потенциала у заземленного электрода, и основной максимум ионного тока смещается в область среза канала, где локализовано радиальное магнитное поле. Обращает на себя внимание, что при использовании замкнутой схемы организации разряда значения ионного тока выше, чем при использовании разомкнутой схемы. Исходя из слабой зависимости температуры электронов от координаты вдоль разрядного канала можно сделать вывод, что при замыкании электродов по постоянному току концентрация электронов возрастает. При подаче отрицательного смещения на нагруженный электрод распределения $i_+(L)$ занимают промежуточное положение между замкнутым и разомкнутым случаем. При наличии положительного смещения на нагруженный электрод локальный максимум у нагруженного электрода существенно уменьшается, а локальный максимум у среза канала растет. Более того, область основного максимума ионного тока расширяется в область за срезом канала. Абсолютные значения ионного тока увеличиваются с ростом V_{disp} .

Также, с помощью зонда Ленгмюра был определен потенциал плазмы для трех схем организации разряда. Измерения проводились при минимально возможном значении магнитного поля. Для разомкнутой схемы потенциал плазмы внутри канала составил 70 В. При замыкании он увеличился до 270 В. Приложенное постоянное напряжение в 100 В дополнительно увеличивает потенциал плазмы до 310 В. Максимальное значение наблюдается внутри

разрядного канала и спадает за его пределами. При этом потенциал плазмы слабо меняется внутри канала.

Увеличение плотности плазмы может достигаться не только замыканием активного электрода по постоянному току и подачей положительного напряжения, но и увеличением мощности ВЧ генератора. При увеличении мощности со 150 до 250 Вт возрастает ионный ток на всем измеряемом участке. При этом характер кривых остается неизменным.

Значительно слабее на плотность ионного тока влияет величина внешнего радиального магнитного поля. Плотность плазмы почти не зависит от величины магнитного поля во всем разрядном канале, что соответствует ранее проведенным исследованиям. Для подтверждения данного результата были проведены спектральные измерения, которые показали, что с увеличением магнитного поля происходит лишь несущественный спад интенсивности спектральных линии аргона 419.8, 420.0 и 425.9 нм.

Четвертая глава посвящена изучению импеданса разряда при различных внешних условиях с последующим сравнением результатов с математической моделью, которая основывается на классической проводимости электронов поперек магнитного поля.

Вольтамперные характеристики позволили рассчитать действительные $Re(Z_d)$ и мнимые $Im(Z_d)$ части импеданса разряда. В случае разряда с разомкнутыми электродами действительная часть импеданса не превышает 100 Ом, в то время как абсолютное значение мнимой части лежит в диапазоне 600 – 650 Ом. При замыкании разряда по постоянному току величины действительной и мнимой части импеданса растут, приближаются друг к другу по абсолютной величине, которая составляет 250 - 300 Ом. Рост величины постоянного напряжения V_{disp} смещения нагруженного электрода сопровождается монотонным уменьшением мнимой части, а вот действительная часть импеданса ведет себя немонотонно. Максимальное

значение $Re(Z)$ наблюдается при $V_{disp} = 100\text{В}$, оно достигает 280 Ом. Увеличение V_{disp} выше 100 В сопровождается падением действительной части импеданса. При рассмотрении зависимости действительной части импеданса от постоянного тока I_{dc} , (ранее было показано, что I_{dc} был принят пропорциональным концентрации плазмы), зависимость имеет немонотонный характер с различными положениями максимума $Re(I_{dc})$ для разных схем организации разряда. Мнимая часть импеданса линейно растет с увеличением постоянного тока.

Рассматривая активное сопротивление в зависимости от постоянного тока I_{dc} можно сказать, что для частоты 13.56 МГц максимум активного сопротивления лежит в области бóльших разрядных токов, а понижение частоты смещает этот максимум в сторону меньших концентраций. При этом происходит увеличение абсолютного значения сопротивления, максимальное значение которого составляло порядка 1000 Ом и реализовывалось на частоте 2 МГц. Мнимая же часть импеданса возрастает с увеличением тока, имеет тенденцию к насыщению и схожие абсолютные величины для всех исследуемых частот.

Далее показано, что как для действительной, так и для мнимой частей импеданса характерна слабая зависимость от индукции внешнего магнитного поля при условии, что $B > 105$ Гс.

После получения экспериментальных зависимостей действительной и мнимой частей импеданса была разработана математическая модель, позволяющая рассчитать импеданс разряда. Сначала была разработана эквивалентная электротехническая схема разряда, которая описывает экспериментальный источник ионов. Разрядная цепь состоит из емкостей приэлектродных слоев C_{sh1} и C_{sh2} , сопротивления R_p , определяющего сопротивление разряда, где присутствует азимутальный дрейф электронов и реактивного элемента L_p , который появляется вследствие наличия мнимой части проводимости плазмы. Далее, при разработке схемы были учтены

особенности организации разряда. В случае замкнутых по постоянному току электродов параллельно разрядному промежутку был включен дроссель. Учтено также наличие паразитных емкости: между активным электродом и землей C_4 и распределенной емкости между плазмой и металлическими стенками камер, которая в эквивалентной схеме представлена сосредоточенной емкостью C_2 . В рамках математической модели для расчета импеданса Z использовались формулы профессора М. В. Кузелева [1] для импеданса плазменной части одномерного плазменного конденсатора малой длины. Эти формулы использовались в совокупности с формулами для классической проводимости плазмы поперек магнитного поля.

Для сравнения с экспериментальными результатами были получены зависимости действительной и мнимой части импеданса от концентрации плазмы. При всех значениях паразитной емкости C_2 наблюдается резонансный характер поведения $Re(n_e)$. Рост емкости C_2 сопровождается значительным смещением максимумов действительной части импеданса в область бóльших значений n_e и понижением её абсолютных величин. Зависимость мнимой части импеданса также имеет резонансный характер. Однако присутствуют две точки экстремума – минимум и максимум. Как и в случае с емкостью C_2 , увеличение паразитной емкости C_4 значительно влияет на абсолютные значения импеданса. Так, с увеличением емкости действительная часть уменьшается, а мнимая увеличивается. Положение максимумов в меньшей степени зависят от величины емкости C_4 . Наблюдается лишь небольшое смещение в область бóльших концентраций с ростом C_4 .

Расчет при фиксированном значении емкостей C_2 и C_4 для различных значений емкости слоя при нагруженном электроде C_{sh1} показали, что увеличение емкости слоя сопровождается смещением максимумов $Re(n_e)$ и $Im(n_e)$ в область бóльших n_e и увеличением абсолютных величин импеданса. Для мнимой части характерно увеличение абсолютных значений экстремумов. Емкость при заземленном электроде C_{sh2} слабо влияет как на действительную,

так и на мнимую часть импеданса. Такой результат ожидаем, поскольку емкость C_{sh2} включена последовательно с емкостью C_p , которая значительно меньше по величине и которая определяет суммарный импеданс этого участка цепи.

Индуктивность дросселя, замыкающего электроды по постоянному току, слабо влияет на импеданс цепи при условии, что его индуктивность больше 100 мкГн.

Величина магнитного поля влияет на положение максимума и на ширину пика как действительной, так и мнимой части импеданса. Так, с увеличением магнитного поля максимум смещается в сторону больших концентраций n_e , и уширяется.

Для разомкнутого случая зависимость импеданса от концентрации электронов для разных частот показала, что увеличение частоты приводит к уменьшению действительной части импеданса и увеличению мнимой, а также смещению пика в сторону больших концентраций. Схожая картина наблюдается и для замкнутого случая за исключением резонансного увеличения действительной части импеданса и уменьшения мнимой части в зоне частот менее 3 МГц.

Таким образом, сравнения показали, что модель с классической проводимостью не в полной мере воспроизводит результаты экспериментов и, поэтому, не может использоваться для описания проводимости электронов поперек магнитного поля.

В работах [2,3] показано, что удовлетворительное согласие теоретических расчетов и экспериментальных результатов можно получить если увеличить частоту столкновения электронов и атомов в 100 – 1000 раз. Поэтому, последняя часть этой главы посвящена проверке соответствия расчетных и экспериментальных измерений в случае, если частота столкновения электронов и атомов увеличена в 1000 раз. Показано, что при

таком условии зависимость импеданса плазмы от частоты и величины магнитного поля с хорошей степенью точности соответствуют экспериментальным измерениям. Исключением составляет мнимая часть импеданса в зависимости от рабочей частоты, где наблюдается сильное изменение абсолютной величины импеданса.

В **заключении** перечисляются основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава 1. Обзор литературы

Разработка ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения (УЗДП) была начата в СССР в 1962 году под руководством А.И. Морозова [4,5,6]. Параллельно с проведением фундаментальных исследований УЗДП в ряде научно-исследовательских институтов начались интенсивные работы по его использованию в качестве электроракетного двигателя (ЭРД). Первые успешные летные испытания ЭРД на основе УЗДП, получившего название стационарный плазменный двигатель (СПД), начались в начале семидесятых годов XX века [7]. Они показали высокую перспективность разработки. До начала перестройки интенсивные фундаментальные исследования УЗДП и работы по усовершенствованию характеристик СПД шли только в СССР. В настоящее время такие работы ведутся не только в Российской Федерации, но и в США, Европе, Китае и других странах [6,8-13]. В настоящее время СПД является одним из лучших двигателей своего класса [6,14-16].

УЗДП нашли свое применение не только в космических, но и в наземных плазменных технологиях [17-21]. Они применяются в технологиях чистки и поверхностной модификации поверхности материалов, напыления покрытий, в том числе с ионным ассистированием или использованием двух рабочих частот [22-24].

Рассмотрим более подробно физические принципы работы и конструкцию УЗДП.

1.1. Физические принципы работы и конструкция УЗДП

Серьезными достоинствами УЗДП является простота его конструкции и надежность работы [5,6,14,15]. Внешний вид и схема УЗДП показана на Рисунке 1 и Рисунке 2 соответственно, которые были взяты из работы [25].

Разряд постоянного тока, служащий источником ускоренных ионов, зажигается в диэлектрическом канале между катодом и анодом. Накальный катод вынесен за пределы канала. Он является источником как электронов, поддерживающих разряд, так и электронов, нейтрализующих поток ускоренных ионов за срезом канала. Рабочее тело, чаще всего это ксенон, подается в канал со стороны анода. Концентрация атомов в канале может изменяться от 10^{11} до 10^{12} см⁻³.



Рисунок 1 – Внешний вид СПД. Рисунок заимствован из работы [25]

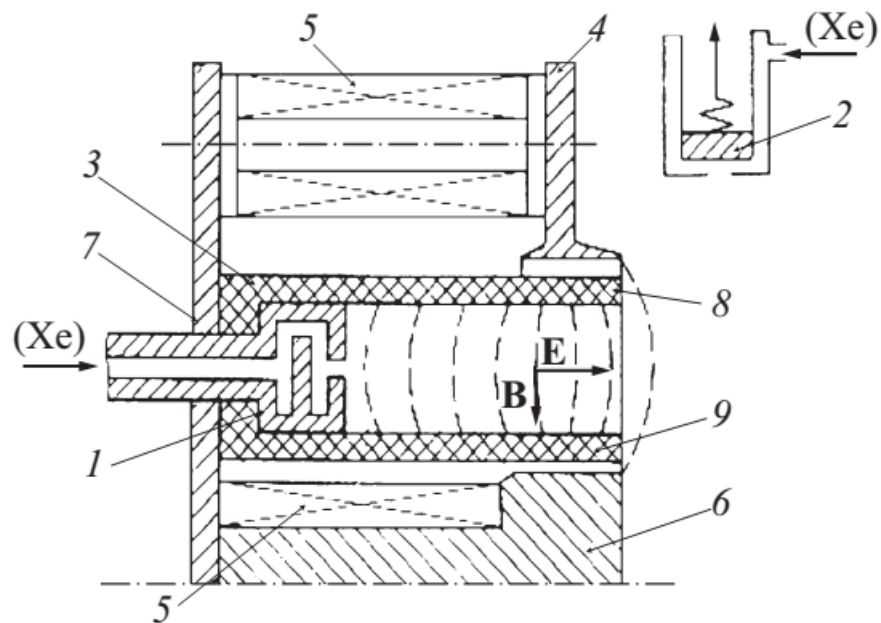


Рисунок 2 - Схема устройства СПД. 1 – анод, 2 – полый катод, 3 – керамическая камера, 4 – внешний магнитный полюс, 5 – магнитные катушки, 6 – внутренний магнитный полюс, 7 – магнитопровод, 8, 9 – срез газоразрядного канала, область концентрации магнитного поля

Рисунок заимствован из работы [25]

Основная физическая идея, заложенная в организацию разряда в СПД, – это создание протяженной плазменной области с высоким сопротивлением, области, где возникает заметное электрическое поле. Для решения этой проблемы в работах [4,5] было предложено использовать внешнее магнитное поле, силовые линии которого направлены перпендикулярно силовым линиям электрического поля, создаваемого разностью потенциалов между катодом и анодом.

Представим себе канал УЗДП, обладающего цилиндрической симметрией, и ситуацию, когда электрическое поле направлено вдоль оси плазмы, а магнитное поле направлено по радиусу. В таком случае заряженные частицы оказываются в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Электроны будут дрейфовать в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полям, т.е. по азимуту. Покинуть азимутальную траекторию электроны в рамках классической модели проводимости плазмы могут в результате столкновений электронов с тяжелыми частицами. Частота столкновений электронов при давлениях, характерных для рабочих режимов УЗДП, не превышает 10^7 с^{-1} , что затрудняет перенос электронов в сторону анода. Таким образом, в области азимутального дрейфа электронов сопротивление плазмы увеличивается, и возникнет протяженная область, где падает значительная часть напряжения, приложенного между катодом и анодом. Наличие магнитного поля в канале УЗДП практически не изменяют траектории ионов, т.к. величина магнитного поля обычно не превышает 200 Гс, и ларморовский радиус ионов существенно больше размеров канала. При указанных условиях ионы ускоряются электрическим полем по направлению из канала. Ускорение ионов происходит в области азимутального дрейфа электронов, т.е. в области квазинейтральной плазмы. Последнее снимает ограничения на величины тока ионов, характерные для сеточных источников ионов, где значения тока ионов лимитированы положительным объемным зарядом, существующим между электродами ИОС.

Еще одним следствием наличия внешнего магнитного поля с преимущественной радиальной составляющей является повышение степени ионизации плазмы. Оценки показывают, что длина свободного пробега электронов на рабочих режимах УЗДП составляет десятки сантиметров, поэтому, в отсутствие магнитного поля, большая часть электронов уходит на анод, не совершив ни единого акта ионизации газа. В магнитном поле, значительно увеличивающим время жизни электронов в разряде, они активно ионизируют газ.

Распределение электрических полей внутри канала УЗДП впервые было рассчитано А.И. Морозовым [4]. Рассмотрим выражение для тока, текущего через канал:

$$\frac{\vec{j}}{\sigma} = \vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{v}_e, \vec{H}] + \frac{\vec{\nabla}p}{en} \quad (1.1.1)$$

где v_e - скорость дрейфа электронов,

Предполагая, что сопротивление плазмы велико, а ток, текущий в канале, мал, выражение (1.1.1) можно переписать в виде:

$$0 = \vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{v}_e, \vec{H}] + \frac{\vec{\nabla}p}{en} \quad (1.1.2)$$

Последнее уравнение А.И.Морозов [4] назвал «вырожденным законом Ома». Далее рассмотрим случай безвихревых электрических полей, т.е. случай, когда $\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi$. Теплопроводность электронной компоненты плазмы вдоль магнитных силовых линий велика, поэтому мы можем считать температуру электронов функцией номера магнитных силовых линий γ :

$$T = T(\gamma) \quad (1.1.3)$$

Тогда

$$p_e = nkT_e = p_e(n, \gamma) \quad (1.1.4)$$

и вырожденный закон Ома принимает вид

$$\vec{\nabla}\varphi - \frac{1}{en}\vec{\nabla}nkT(\gamma) = \frac{1}{c}[\vec{v}_e, \vec{H}] \quad (1.1.5)$$

Скалярно домножив это уравнение на \vec{H} , получаем

$$(\vec{H}, \vec{\nabla})\left(\varphi - \frac{kT_e(\gamma)}{e} \ln n\right) = 0 \quad (1.1.6)$$

Это означает, что вдоль магнитной силовой линии γ сохраняется величина $\phi_T(\gamma)$, названная А.И. Морозовым термализованным потенциалом:

$$\phi_T(\gamma) \equiv \phi(x) - \frac{kT_e(\gamma)}{e} \ln n \phi_T(\gamma) \quad (1.1.7)$$

Как видно, величина $\phi_T(\gamma)$ отличается от обыкновенного потенциала термической добавкой. В выражении (1.1.7) x - координата вдоль магнитной силовой линии. В случае холодной плазмы, когда

$$\left| kT_e \frac{\vec{\nabla} n}{n} \right| \ll \left| \vec{\nabla} \phi \right| \quad (1.1.8)$$

получаем, что

$$\phi_T(\gamma) \approx \phi \quad (1.1.9)$$

то есть эквипотенциальные линии электрического потенциала совпадают с магнитными силовыми линиями. Это означает, что появляется возможность контролировать распределение электрического поля в плазме посредством изменения конфигурации внешних магнитных полей. Изменяя геометрию магнитного поля, можно влиять на распределение потенциала в разрядном канале с целью получения требуемого радиального распределения параметров плотности ионного тока, в частности для минимизации соударений ионов со стенками канала, приводящих к эрозии последнего.

Эксперименты показывают [5,6,25-28], что разряд в канале СПД можно разбить на три зоны. В окрестности анода степень ионизации мала, здесь разрядный ток переносится в основном электронами. Вторая зона, где происходит активная ионизация атомов электронами, носит название зоны

ионизации. В этой зоне разрядный ток переносится электронами и ионами. Третья зона, расположенная вблизи среза канала, называется зоной ускорения, в ней ток переносится в основном ионами.

Расположение зон ионизации и ускорения представлены на Рисунке 3, взятого из [26]

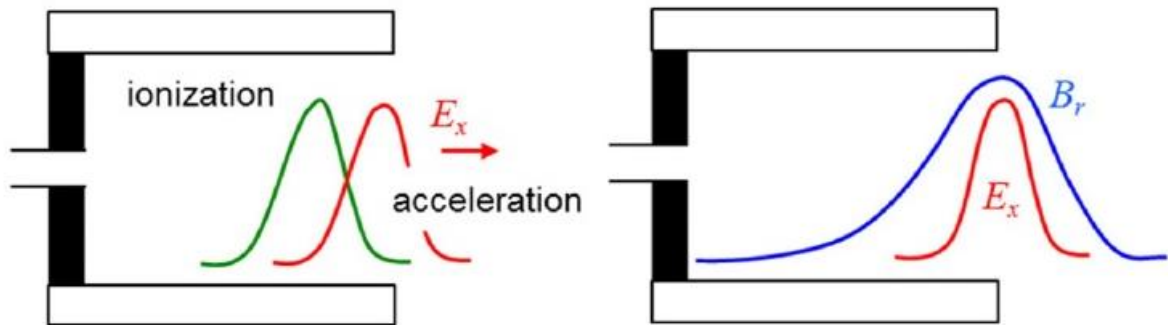


Рисунок 3 - Схематическое представление области ионизации и ускорения относительно распределения величины магнитного поля.

Рисунок заимствован из работы [26]

Одной из наиболее интересных и важных фундаментальных проблем физики разряда в УЗДП является исследование механизма переноса электронов между катодом и анодом.

Запишем уравнения для определения стационарной скорости дрейфа электронов \mathbf{v} в разряде.

$$-\frac{e}{m}[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \nu \mathbf{v} = 0 \quad (1.1.10)$$

где \mathbf{v} – средняя скорость электронов, а ν – частота электронных столкновений.

Пусть электрическое поле \mathbf{E} направлено по оси x , а магнитное поле \mathbf{B} – по оси y в прямоугольной системе координат. Тогда

$$v_x = -\frac{eE}{mv} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Omega_{ce}}{v}\right)^2}, \quad v_z = \frac{eE}{mv} \frac{\Omega_{ce}v}{v^2 + \Omega_{ce}^2} \quad (1.1.11)$$

где $\Omega_{ce} = \frac{eB}{m}$ - электронная циклотронная частота.

Рассмотрим случай, когда $\Omega_{ce} \gg v$, что справедливо для области ускорения УЗДП. Можно видеть, что классическая, столкновительная электронная проводимость в направлении электрического поля (по оси канала) уменьшается в зависимости от индукции магнитного поля пропорционален $1/B^2$ и растет пропорционально частоте столкновений ν . В области зоны ускорения и, тем более, в области истекающей из канала струи, концентрация атомов мала. Как следствие, мала частота столкновений электронов с атомами. Оценки показывают, что классический подход не позволяет описать наблюдаемый экспериментально перенос электронов. В связи с этим в литературе принято говорить о существовании аномального транспорта электронов в УЗДП.

Первая модель для объяснения аномального транспорта электронов, а именно модель пристеночной проводимости, была предложена А.И. Морозовым [4]. А. И. Морозов предположил, что проводимость плазмы в разряде обусловлена не столько столкновениями с атомами и ионами в объеме разряда, сколько столкновениями со стенками канала, приводящими к хаотизации скорости электронами и появлению дополнительных электронов вследствие вторичной эмиссии.

Экспериментальному изучению пристеночной проводимости посвящены работы [29-32]. В частности, в работе [30] изучалось влияние материала разрядной камеры на величину разрядного тока. Результаты этих исследований приведены на Рисунке 4. Как видно, при малых напряжениях горения разряда (менее 200 В) влияние материала стенок на ВАХ разряда незначительны. Авторы работы [30] объясняют это относительно низкой средней энергией электронов и, соответственно, низкими значениями

вторичной электронной эмиссии. При разрядных напряжениях более 200 В появляются существенные различия в величинах разрядного тока, наблюдаемых в канале СПД, выполненного из различных материалов. В работе [29] выполнены измерения максимальной электронной температуры в разряде в канале, изготовленном из двух различных материалов с низким и высоким коэффициентом вторичной электронной эмиссии (см. Рисунок 5). Температура электронов оказывается заметно ниже в канале, изготовленном из материала с высоким коэффициентом вторичной эмиссии. Как и в случае, описанном выше, отличия в значениях температуры электронов становятся заметными при высоких напряжениях разряда.

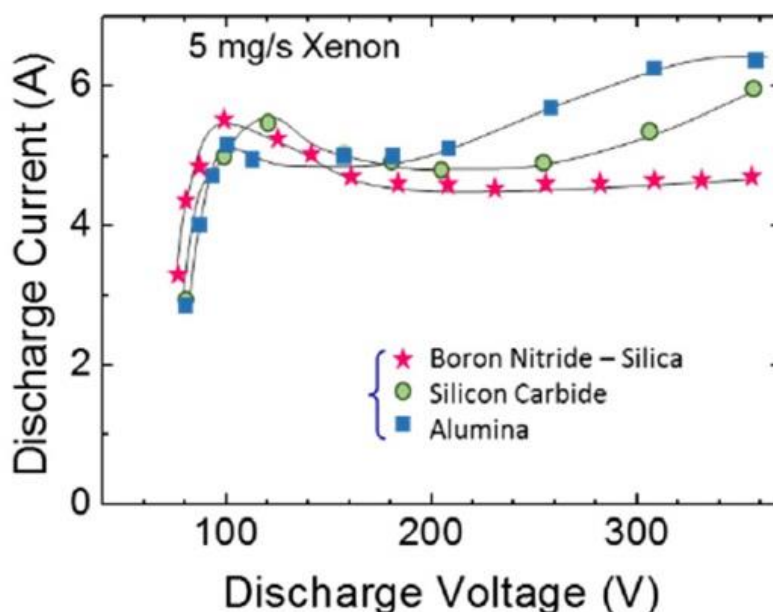


Рисунок 4 - Измеренные вольт-амперные характеристики СПД-100 для трех разных материалов разрядной камеры. Рисунок заимствован из работы [30]

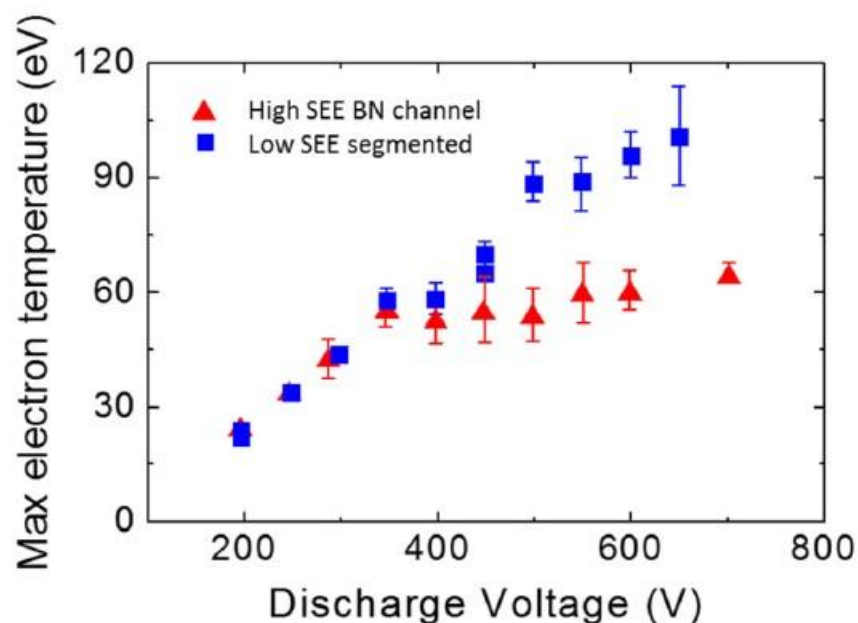


Рисунок 5 - Экспериментально измеренная температура электронов в зависимости от величины разрядного напряжения для двух разных материалов разрядной камеры. Рисунок заимствован из работы [29]

Описанные выше эксперименты подтверждают значимость столкновений электронов со стенками для описания транспорта электронов в канале. Однако оценки, выполненные в работах [2,3], показывают, что эффективная частота столкновений, необходимая для получения наблюдаемых экспериментально величин разрядного тока примерно на два порядка выше, чем частота столкновений электронов с тяжелыми частицами и стенками канала в области среза. Это свидетельствует о том, что пристеночная проводимость не является единственным механизмом, ответственным за аномальную проводимость плазмы в канале УЗДП.

Еще одним эффектом, вносящим вклад в проводимость плазмы в УЗДП являются азимутальные неустойчивости, рассмотрению которых посвящены работы [2,3,33-43]. Частотный диапазон таких колебаний достаточно большой

– от 10 кГц до 1 ГГц. Из этого диапазона можно выделить четыре основные группы [35-37]:

1. Низкочастотные колебания и волны (1-100 кГц)
2. Колебания и волны среднего диапазона (100-1000 кГц)
3. Высокочастотные колебания и волны (1-200 МГц)
4. Сверхвысокие частоты (> 200 МГц)

В этих диапазонах могут образовываться следующие типы колебаний:

1. Ионизационная мода. Относится к низкочастотным колебаниям (<100 кГц). Представляет собой колебания локальных параметров плазмы внутри объема разрядного канала двигателя. Напрямую зависит от ионизационных процессов. Наибольшее влияние оказывает на модуляцию разрядного тока.
2. Вращательная спица. Также относится к низкочастотным колебаниям (5-25 кГц). Проявляется в виде косой азимутальной волны, распространяющейся в направлении дрейфа электронов со скоростью $1/5$ от дрейфовой скорости электронов. Данные колебания возникают вследствие неоднородности скорости ионизации в разрядном канале и градиентно-дрейфовой неустойчивостью в азимутальном направлении разрядного канала.
3. Ионные пролетные колебания. Характерная частота данных колебаний составляет 70 кГц – 10 МГц. Возникают вследствие ускорения ионов в разрядном канале двигателя и распространяются вдоль его оси. Детектировать эти колебания можно по флуктуации локальных параметров плазмы, таких как плотность, температура и скорость электронов.
4. Электронные дрейфовые волны. Характерная частота 1 – 200 МГц. Распространяются по азимуту в направлении движения электронов и связаны с движением электронов в условиях скрещенных неоднородных электрических и магнитных полях.

5. Сверхвысокие частоты. (~ 1 ГГц). Колебания, возникающие вследствие ларморовского вращения электронов в области локализации магнитного поля.

Изучая неустойчивости в разряде СПД, в работе [34] было показано наличие азимутальных волн с частотой 5 – 150 МГц со скоростью распространения $2\text{-}3 \cdot 10^6$ м/с., которые взаимодействуют с азимутально дрейфующими электронами. Эти волны были рассчитаны с помощью математического моделирования и подтверждены экспериментально с помощью группы зондов, расположенных по азимуту в области магнитного поля. Результаты моделирования представлена на Рисунке 6, где изображены высокочастотные азимутальные волны разных гармоник. Азимутальная компонента этих волн в сочетании с радиальным магнитным полем создают дополнительное дрейфовое движение электронов в аксиальном направлении, что эквивалентно транспорту электронов поперек магнитного поля.

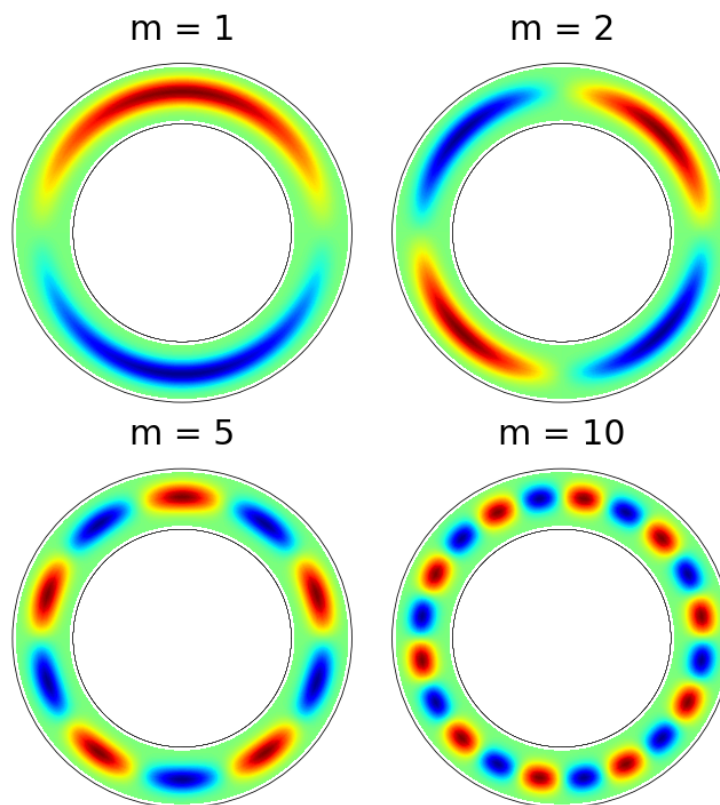


Рисунок 6 - Результаты моделирования азимутального распределения плотности плазмы в разрядном канале. Рисунок заимствован из работы [34]

1.1.1 Недостатки СПД

Несмотря на перечисленные преимущества, СПД присущ и ряд недостатков. В первую очередь, это достаточно большая расходимость ионного потока на выходе из источника и невозможность отдельно контролировать концентрации и энергию ионов [15,44]. Помимо этого, присутствуют и конструкционные недостатки, такие как ограниченное время работы накаливаемого катода-нейтрализатора, невозможность работы на химически активных газах и трудности масштабирования в сторону меньших размеров [45]. Если масштабирование в сторону больших размеров и больших мощностей происходит достаточно легко [46-48], то при масштабировании в обратную сторону возникает ряд проблем [27,49-55]. В частности, снижается

ресурс работы двигателя и его КПД вследствие увеличения ухода заряженных частиц на стенки разрядной камеры и трудностей с созданием радиального магнитного поля при уменьшенном диаметре двигателя [10,27]. Например, КПД СПД-25 мощностью 100 Вт составляет 20%, а ресурс работы – 1500 часов, что существенно уступает параметрам киловаттных СПД с КПД 50% и ресурсом в 9000 часов. Часть этих недостатков пытаются исправить путем оптимизации формы канала и заменой магнитной системы [56], однако существенного прорыва не наблюдается. В других трудах предлагается видоизменить магнитную систему с целью препятствия уходу ионного потока на стенки канала и его фокусировки [57,58] или же для сужения зоны ускорения и выноса ее за пределы разрядного канала [52,57]. Также стоит учесть, что рабочий газ СПД – ксенон – имеют высокую стоимость, поэтому наравне с устранением вышеперечисленных недостатков ведутся работы по замене рабочего газа на более дешевые [46,59].

Наряду с систематическими работами по оптимизации формы канала, конфигурации магнитного поля в традиционных моделях УЗДП в последние годы в литературе появились работы, посвященные исследованию возможностей использования комбинации разряда постоянного тока и модификаций ВЧ разряда для организации рабочего процесса в УЗДП [60,61]. Так, в работе [60] рассмотрена возможность использования индуктивного ВЧ разряда для дополнительной ионизации рабочего газа в двухкамерной модели УЗДП.

1.2 О возможности использования емкостного ВЧ разряда для получения ускоренного ионного потока

Основываясь на аналогии между разрядом постоянного тока и емкостным ВЧ разрядом, в работах [25,62-64] было предложено организовать рабочий процесс только на основе ВЧ разряда. В такой схеме ВЧ напряжение

прикладывается между электродами, геометрически расположенными на месте анода и катода УЗДП. Известно, что в емкостном ВЧ разряде рядом с электродами формируются слои пространственного разряда [17,65-69], в которых происходит квазистационарное падение потенциала [70,71], ускоряющее ионы в направлении электродов. Естественно предположить, что в области падения потенциала при наличии радиального магнитного поля возможно возникновение азимутального дрейфа электронов так же, как это происходит в разряде постоянного тока. Ионы под действием квазистационарного электрического поля должны ускоряться в направлении из канала. На тему использования емкостного ВЧ разряда в качестве основного рабочего процесса в СПД была защищена кандидатская работа И.И. Задириева [25], в которой была показана возможность создания потока ускоренных ионов. Выполненные экспериментальные работы и численное моделирование подтвердили, что между плазмой и земляным электродом в области локализации магнитного поля формируется скачок потенциала. Наличие аксиального электрического поля и радиального магнитного поля приводит в емкостном ВЧ разряде к появлению азимутального дрейфа электронов так же, как это происходит в СПД на разряде постоянного тока. [25,62]. Кроме того, в диссертации показано, что ускоренный поток ионов формируется как при размыкании нагруженного электрода по постоянному току, так и при замыкании. В случае замыкания нагруженного электрода по постоянному току, энергия ионного пучка на выходе из источника увеличивается и соответствует квазистационарному потенциалу плазмы, который, в свою очередь, приблизительно равен амплитуде ВЧ колебаний на нагруженном электроде. Дополнительное увеличение энергии ионного пучка происходит при подаче на нагруженный электрод постоянного напряжения смещения.

Перечислим возможные преимущества использования емкостного ВЧ разряда в качестве рабочего процесса двигателя. Во-первых, емкостной ВЧ разряд в отличие от разряда постоянного тока может гореть без использования

накального катода. Это позволит увеличить время жизни двигателя и использовать химически активные газы в качестве рабочего тела. Во-вторых, в емкостном ВЧ разряде потоки электронов и ионов, поступающие на электроды, уравниваются в течение одного периода. Это дает возможность избежать использования катода-компенсатора, нейтрализующего поток ионов. В-третьих, в ВЧ разряде ток, текущий между электродами, может замыкаться не только током проводимости, но и током смещения. Это должно облегчить замыкание тока в области азимутального дрейфа электронов и способствовать стабилизации разряда. Кроме того, появляется возможность вынести электроды за пределы канала.

Рассмотрим основные закономерности формирования приэлектродных слоев в емкостном ВЧ разряде.

1.3 Емкостной высокочастотный разряд

Емкостной высокочастотный разряд (ЕВЧР) в настоящее время является одним из наиболее востребованных видов газового разряда. ЕВЧР низкого давления широко используется в качестве рабочей среды газовых лазеров, в технологиях плазменной модификации поверхности материалов, осаждения и напыления покрытий, травления полупроводниковых пластин и т.д. ЕВЧР, горящий при атмосферном давлении, используется в биомедицине для ускорения заживления ран, стерилизации биологических тканей и лечения рака, для активации поверхности материалов перед нанесением последующих покрытий, в технологиях очистки воды и т.д. Наряду с широким спектром технологических применений ЕВЧР является объектом интенсивных фундаментальных исследований, которые, с одной стороны, продиктованы требованием усовершенствования промышленных технологий, а, с другой стороны, богатством физических процессов, происходящих в разряде.

1.3.1 Схема организации емкостного ВЧ разряда и его особенности

На рисунке 7, взятого из [17], показаны типичные схемы организации ЕВЧР. Наиболее часто встречающаяся схема разряда (см. Рисунок 7(а)) представляет собой газоразрядную камеру, в которой разряд поддерживается с помощью ВЧ напряжения, подводимого к двум металлическим электродам (двум обкладкам конденсатора). Электроды могут находиться внутри газоразрядной камеры или могут быть вынесены за ее пределы. Вместо двух параллельных металлических электродов могут быть использованы электроды в виде двух коаксиальных цилиндров (см. Рисунок 7(б)).

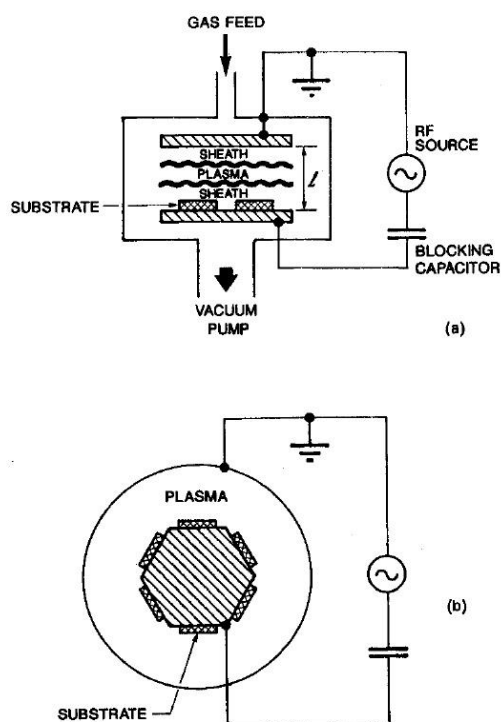


Рисунок 7 - Емкостной ВЧ разряд: плоская геометрия (а) и коаксиальная геометрия (б). Рисунок заимствован из работы [17]

Для получения ЕВЧР низкого давления из газоразрядной камеры откачивается остаточный газ, в разрядный промежуток подается рабочий газ,

устанавливается нужное давление, включается ВЧ генератор, между электродами возникает ВЧ напряжение и поджигается разряд.

Характерный частотный диапазон существования ЕВЧР составляет 1 - 100 МГц. Запишем уравнение движения заряженных частиц под действием ВЧ гармонического поля, усредненное по столкновениям с атомами:

$$m\dot{v} = -eE_a \sin \omega t - m\nu v_m, \quad (1.3.1.1)$$

где последнее слагаемое учитывает потерю импульса электрона за 1 секунду из-за столкновения с атомами с эффективной частотой столкновения $\nu_m = N\bar{v}\sigma_m$. В этом выражении $\sigma_m = \sigma_c(1 - \overline{\cos\theta})$ - транспортное сечение, σ_c - сечение упругих столкновений $\overline{\cos\theta}$ - усреднённый косинус угла рассеяния, \bar{v} - средняя тепловая скорость электрона, N - плотность атомов. Интегрируя это уравнение (1.3.1.1) два раза, получим выражение для скорости и смещения электрона:

$$\mathbf{v} = \frac{eE_a}{m\sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}} \cos(\omega t + \varphi), \quad \varphi = \arctg \frac{\nu_m}{\omega} \quad (1.3.1.2)$$

$$\mathbf{r} = \frac{eE_a}{m\omega\sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}} \sin(\omega t + \varphi) \quad (1.3.1.3)$$

При этом амплитуда скорости и смещения электрона соответственно будут равняться $u_a = eE_a/m\sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}$ и $A = eE_a/m\omega\sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}$.

При низких давлениях газа $p \leq 1\text{ мТор}$ столкновения заряженных частиц с нейтральными можно пренебречь, т.е. положить $\nu_m = 0$. Тогда заряженные частицы будут свободно осциллировать, причем фаза скорости отстает от фазы ВЧ поля на $\pi/2$.

$$u_a = eE_a/m\omega, \quad a = eE_a/m\omega^2 \quad (1.3.1.4)$$

Простые оценки показывают, что в силу большой разности масс электронов и ионов их амплитуды колебаний в ВЧ диапазоне будут существенно различаться. При этом оказывается, что амплитуда колебаний электронов сравнима с расстоянием между электродами, в то время как амплитуда колебаний ионов ничтожно мала. Это означает, что движение ионов определяется квазистационарными полями, существующими в разряде.

Рассмотрим процессы, происходящие в приэлектродных областях емкостного высокочастотного разряда. Электроны, из-за своей небольшой, относительно ионов, массы, имеют достаточно высокую подвижность, чтобы следовать за ВЧ полем. В процессе своих вынужденных колебаний они касаются электродов или прилипают к стенкам газоразрядной камеры, изолирующих электроды от плазмы, заряжая их отрицательно. В обоих случаях эти электроны не возвращаются назад в разряд [66]. Все это дает следующую картину распределения заряженных частиц в ЕВЧР [27]: за один период ВЧ поля ионы практически остаются на месте, образуя положительно заряженный «остров», относительно которого осциллируют электроны. Как следствие, в приэлектродных областях, в которых электроны успевают уходить на электроды, образуется нескомпенсированный положительный заряд, который создает электрические поля, локализованные в этой области. В дальнейшем, будем называть эту область приэлектродным слоем пространственного заряда (ПСПЗ).

1.3.2 Эквивалентная схема ЕВЧР и распределение полей в разряде

Эквивалентная схема емкостного ВЧ разряда была создана на основании модели С.М Левитского, которая была разработана еще середине XX века [65,66]. В этой модели предполагается наличие резкой границы между плазмой и приэлектродном слоем, которая осциллирует под действием

приложенного ВЧ напряжения, то отдаляясь от электрода, то сближаясь до полного контакта с ним. Из этого следует, что разрядный промежуток можно разделить на три области: две приэлектродные области с нескомпенсированным положительным зарядом и область квазинейтральной плазмы.

С учетом вышеизложенных представлениях о формировании разрядного промежутка, ЕВЧР можно представить в виде электротехнической эквивалентной схемы [17,65,67,73,74], представленной на Рисунке 8, взятого из работы [74]. Схема отображает наличие трех областей: приэлектродных слоев S_1 и S_2 и область плазмы P . Здесь приэлектродные слои представлены в виде емкостей, которые хорошо описывают свойства слоя, и диодов, параллельно подключенных к емкости, через которые может течь электронный ток на электроды в моменты времени, когда задерживающее поле невелико. Основным параметром плазмы – активное сопротивление R_c . Также, из-за инерции электронов и емкости между двумя границами слой-плазма, в область с плазмой добавляется индуктивность L_c и емкость C_d .

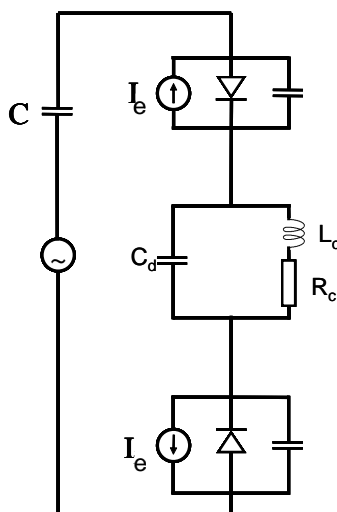


Рисунок 8 - Эквивалентная схема емкостного ВЧ разряда. Рисунок заимствован из работы [74]

Рассмотрим распределение потенциала в промежутке между электродами. Для этого воспользуемся «однородной» моделью слоя [70].

Модель позволяет рассчитать временную зависимость, как толщины приэлектродных слоев, так и падения потенциалов в слоях на основании известных рабочей частоты и высокочастотного тока I_{RF} , текущего через разряд:

$$I_{RF} = I_0 \sin(\omega t) \quad (1.3.2.1)$$

Модель основана на следующих допущениях:

1. Температура электронов постоянна во всем объеме (длина свободного пробега электрона больше разрядного объема)
2. Из-за своей большой массы, ионы реагируют только на усредненные по времени поля, $\omega \gg \omega_{pi}$
3. Электроны успевают следовать за ВЧ полем, $\omega \ll \omega_{pe}$
4. Разрядный промежуток поделен на три области: область квазинейтральной плазмы, где равны концентрации ионов и электронов, а электрические поля почти полностью отсутствуют ($n_e = n_i = n_0$, $E \approx 0$) и две области, соответствующие приэлектродным слоям «а» и «б», в которых $n_e = 0$, $n_i = n_0$, а $E \neq 0$.
5. Разряд является симметричным, т.е. площади электродов «а» и «б» равны.

Рассмотрим схематичное представление разряда, изображенное на Рисунке 9, взятого из [70]. Квазинейтральная плазма шириной d располагается между двумя электродами, расстояние между которыми l . У каждого электрода имеется приэлектродный слой, толщина которого меняется со временем $s_a(t)$ и $s_b(t)$, причем электрод «б» с координатой $x=l$ заземлен. Потенциал электрода а в точке $x=0$ обозначим как $V_{ab}(t)$.

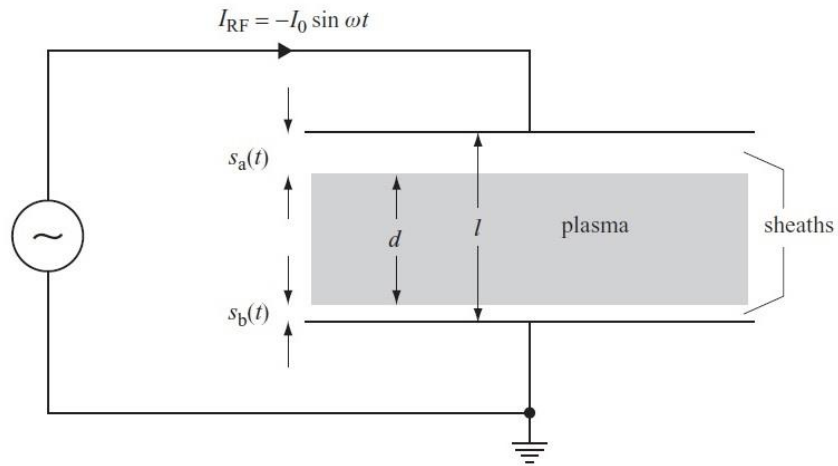


Рисунок 9 - Геометрическое представление симметричного емкостного разряда. Рисунок заимствован из работы [70]

Изменение толщины слоев со временем показано на Рисунке 10, взятого из [70]. $S_a(t)$ – это мгновенное положение границы между приэлектродным слоем «а» и квазинейтральной плазмой, \bar{s} – средняя по времени ширина слоя, а s_m – его максимальная ширина. Аналогичные обозначения применяются и к слою «б». Как уже упоминалось выше при рассмотрении поля в слое будем пренебрегать полями в плазме.

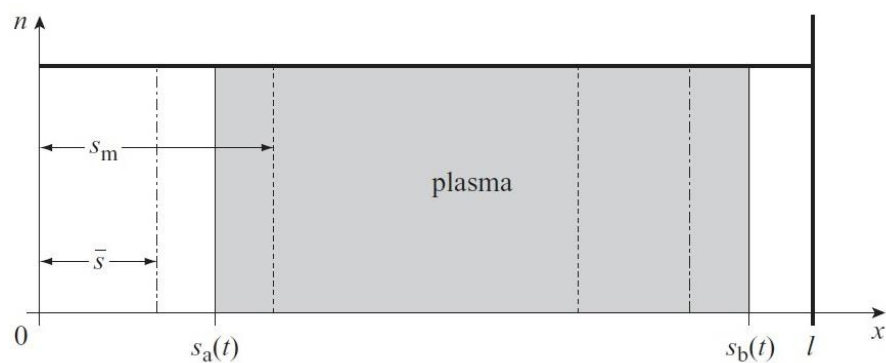


Рисунок 10 - Схематичное представление динамики приэлектродных слоев в однородной модели. Рисунок заимствован из работы [70]

Проинтегрировав уравнение Пуассона, описывающего распределения потенциала в слое с учетом постоянства концентрации ионов в разряде и отсутствия в слое электронов, получим выражение для напряженности электрического поля в слое «а»:

$$E(x, t) = \frac{n_0 e}{\varepsilon_0} (x - s_a(t)) \quad (1.3.2.2)$$

При этом в интервале $0 \leq x \leq s_a$ поле направлено в сторону электрода. После несложных вычислений можно получить, что толщина слоя меняется со временем по косинусу, чем обязана подаваемому извне синусоидальному току амплитудой I_0 , равномерно распределенному по электроду площадью A .

$$s_a(t) = \bar{s} - s_0 \cos \omega t, \quad (1.3.2.3)$$

где амплитуда колебания толщины слоя равна:

$$s_0 = \frac{I_0}{n_0 e A \omega} \quad (1.3.2.4)$$

Соответственно, движения границы слоя «б» определяется выражением:

$$s_b(t) = l - s_0(1 + \cos \omega t) \quad (1.3.2.5)$$

В то время как слой «а» расширяется в течение половины периода ВЧ напряжения, другой слой «б» сужается, и наоборот. Таким образом, в рассматриваемой модели, слои расширяются и сжимаются в противофазе, оставляя линейный размер плазмы постоянным около $l - 2s_0$.

Рассчитаем теперь распределение потенциала в слоях и плазме. Чтобы найти распределение потенциала $\phi(x, t)$ в слое $0 \leq x \leq s_a(t)$, проинтегрируем уравнение (1.3.2.2) от нуля с граничными условиями $\phi(0, t) = V_{ab}(t)$.

$$E_a(x, t) = \frac{n_0 e}{\varepsilon_0} (x - s_a(t)) \quad (1.3.2.6)$$

$$\phi(x, t) = -\frac{n_0 e}{\varepsilon_0} \left[\frac{x^2}{2} - s_a(t)x \right] + V_{ab}(t) \quad (1.3.2.7)$$

В соответствии с положениями модели, электрическое поле в плазме равняется нулю, а потенциал не зависит от координаты. Поскольку потенциал должен быть непрерывным на границе плазмы и слоя, его значение на границе будет равным $\phi(s_a(t), t)$, как и во всей плазме.

$$\phi_p(t) = +\frac{n_0 e}{2\varepsilon_0} s_a(t)^2 + V_{ab}(t) \quad (1.3.2.8)$$

В области $s_b(t) \leq x \leq l$, что соответствует слою «б» при заземленном электроде, потенциал между плазмой и электродом получается интегрированием 1.3.2.6 с учетом $s(t)=s_b(t)$ и граничных условий $\phi(s_b(t), t) = \phi_p(t)$.

$$E_b(x, t) = \frac{n_0 e}{\varepsilon_0} [x - s_b(t)] \quad (1.3.2.9)$$

$$\Phi(x, t) = -\frac{n_0 e}{\varepsilon_0} \left[\frac{x^2}{2} - s_b(t)x + \frac{s_b(t)^2}{2} \right] + \phi_p(t) \quad (1.3.2.10)$$

В конечном итоге, чтобы получить разницу потенциалов между электродами $V_{ab}(t)$, надо учесть, что потенциал у заземленного электрода равен нулю ($x=l$), что с учетом уравнения (1.3.2.10) дает:

$$\phi_p(t) = +\frac{n_0 e}{2\varepsilon_0} (l - s_b(t))^2 \quad (1.3.2.11)$$

Используя уравнения (1.3.2.3) и (1.3.2.5) для положения границы слоев и комбинируя их с уравнениями (1.3.2.8) и (1.3.2.11) получим:

$$\begin{aligned}
V_{ab}(t) &= \frac{n_0 e}{2\varepsilon_0} s_0^2 (1 + \cos \omega t)^2 - \frac{n_0 e}{2\varepsilon_0} s_0^2 (1 - \cos \omega t)^2 \\
&= V_0 \cos \omega t
\end{aligned}
\tag{1.3.2.12}$$

где $V_0 = 2n_0 e s_0^2 / \varepsilon_0$. То есть, напряжение между электродами меняется по закону косинуса. Другая ситуация наблюдается при рассмотрении временной зависимости разности потенциалов между плазмой и электродами.

Падение потенциала между плазмой и электродом можно найти из уравнений (1.3.2.8) и (1.3.2.12)

$$\begin{aligned}
\phi_p(t) - V_0 \cos \omega t &= \frac{V_0}{4} (1 - \cos \omega t)^2 \\
&= V_0 \left[\frac{3}{8} - \frac{1}{2} \cos \omega t + \frac{1}{8} \cos 2\omega t \right]
\end{aligned}
\tag{1.3.2.13}$$

Можно видеть, что потенциал поперек слоя имеет постоянную составляющую, основную и вторую гармоники. Аналогичным образом меняется потенциал и в приэлектродном слое «б»

$$0 - \phi_p(t) = -V_0 \left[\frac{3}{8} - \frac{1}{2} \cos \omega t + \frac{1}{8} \cos 2\omega t \right]
\tag{1.3.2.14}$$

Изменение потенциала в слое «а» в течение периода представлено на Рисунке 11, взятого из [70].

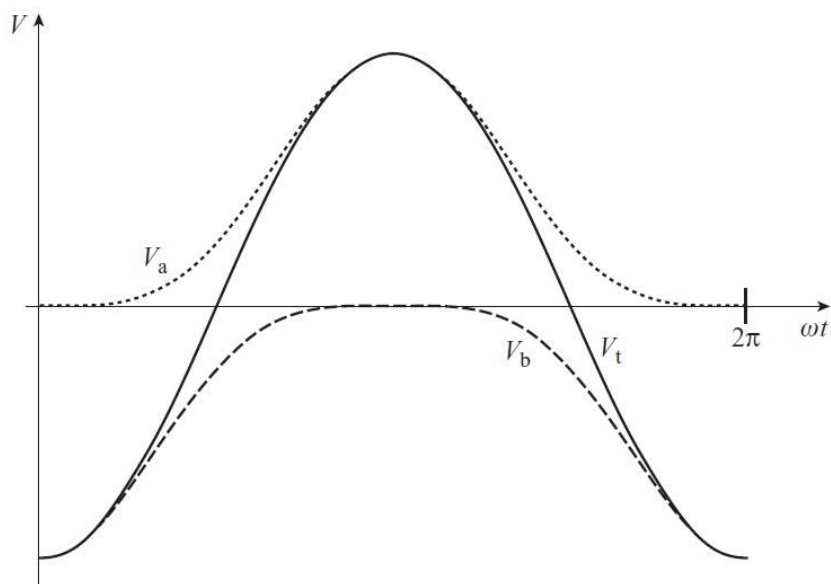


Рисунок 11 - Временная зависимость разности потенциала между плазмой и электродами (падение потенциала в слое) V_a – заземленный электрод, V_b – нагруженный. V_t -разность потенциалов между электродами «а» и «б» $V_t = -V_{ab} = -V_0 \cos(\omega t)$ в течение периода ВЧ колебания. Рисунок заимствован из работы [70]

На рисунке 12, взятого из [70], представлено распределение потенциала вдоль разряда в разные моменты ВЧ периода. В момент времени, когда $\omega t = 0$, слой «а» исчезает, а «б» имеет максимальную ширину $s_b = l - 2s_0$. При этом потенциал плазмы и электрода «а» совпадают. В момент времени $\omega t = \pi$ слои «меняются местами» и теперь слой «а» имеет максимальную ширину, в то время как слой «б» исчезает. В остальные моменты времени потенциал плазмы выше, чем потенциал каждого электрода. Также стоит обратить внимание на пунктирную линию на Рисунке 12 – средний потенциал плазмы, который составляет $3/8$ от амплитуды ВЧ напряжения.

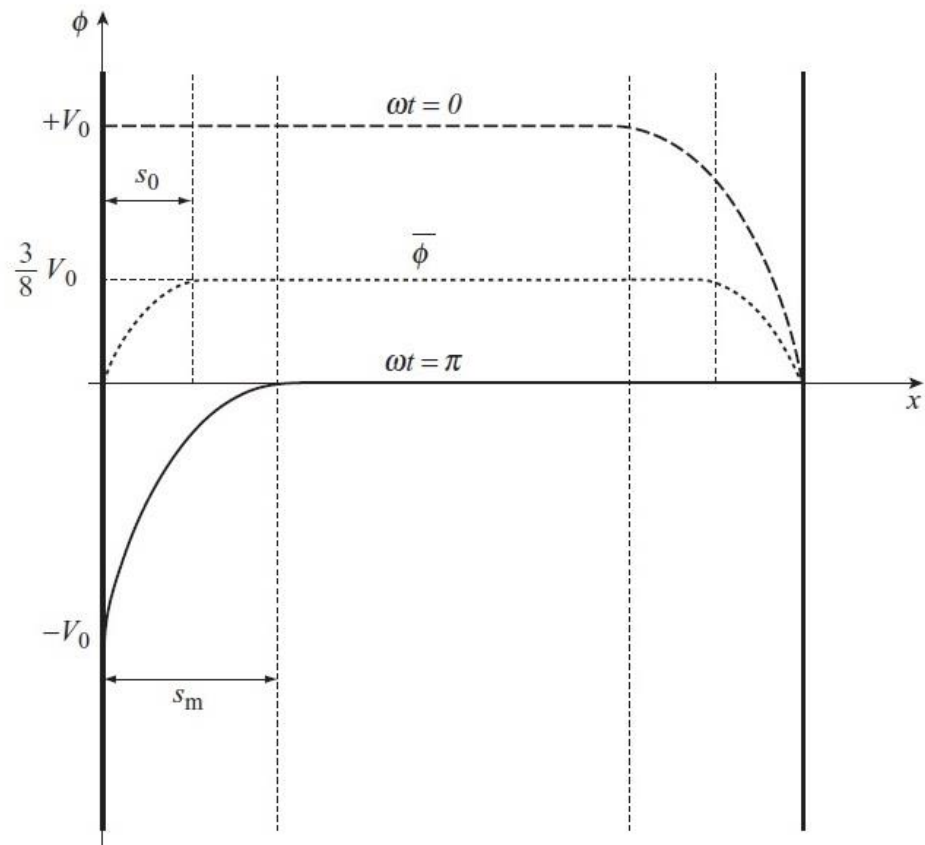


Рисунок 12 - Распределение потенциала между электродами для двух моментов времени ВЧ периода и значение усредненного потенциала.

Рисунок заимствован из работы [70]

Однородная модель слоя развита в предположении, что концентрация ионов равномерно распределена во всем промежутке между электродами, т.е. изменение концентрации ионов в слоях, где ионы ускоряются в направлении электродов квазистационарным полем, не учитывается. Кроме того, не учитывается изменение электрического поля в слое потоком электронов, попадающих в слой. Эти недостатки снимаются в модели, развитой В. Годяком и М. Либерманом [75, 76]. Модель предполагает, что ионы так же как в однородной модели образуют неподвижный «остров» пространственного заряда, хотя теперь этот заряд неоднородно распределен в пространстве. Отсюда и название модели – «неоднородная» модель.

Для того, чтобы качественно объяснить форму распределения концентрации ионов, рассмотрим уравнения непрерывности и уравнение сохранения энергии. Ионы влетают в слой с Бомовской скоростью, поэтому:

$$n_+ \mathbf{V}_+ = n_s \mathbf{V}_B, \quad (1.3.2.15)$$

$$\frac{1}{2} M v_+^2 = \frac{1}{2} M v_B^2 - \bar{\Phi}, \quad (1.3.2.16)$$

где n_s , плотность ионов на границе слоя, \mathbf{V}_B - Бомовская скорость, $\bar{\Phi}$ - усредненный по времени потенциал в слое. [74] Отсюда видно, что поток ионов $n_+ \mathbf{V}_+$ постоянен, следовательно, удаляясь от границы слоя с плазмой, концентрация ионов должна падать, а их скорость – увеличиваться.

В рамках сделанных предположений в работе [74] получены выражения для мгновенных значений толщины слоя:

$$\begin{aligned} \frac{x}{s_0} = & (1 - \cos \omega t) \\ & + \frac{H}{8} \left(\frac{3}{2} \sin \omega t + \frac{11}{18} \sin 3\omega t - 3(\omega t) \cos \omega t \right. \\ & \left. - \frac{1}{3} (\omega t) \cos 3\omega t \right) \end{aligned} \quad (1.3.2.17)$$

где s_0 – эффективная амплитуда осцилляции, а $H = \frac{1}{\pi} \frac{d_0^2}{\lambda_D^2}$,

$\lambda_D = (\epsilon_0 T / en_s)^{1/2}$ – радиус Дебая на границе ионного слоя.

Отношение концентрации ионов к концентрации плазмы на границе слоя определяется выражением:

$$\frac{n_i(x)}{n_s} = \left[1 - H \left(\frac{3}{8} \sin 2\phi - \frac{1}{4} \phi \cos 2\phi - \frac{1}{2} \phi \right) \right]^{-1} \quad (1.3.2.18)$$

Где $s_0 = \frac{J_1}{e\omega n_s}$.

Таким образом, можно видеть, что толщина слоя, так же, как и концентрация ионов на границе нелинейно зависят от времени при условии, что через разряд течет гармоничный ток. Иллюстрация приведена на Рисунке 13, взятого из [17].

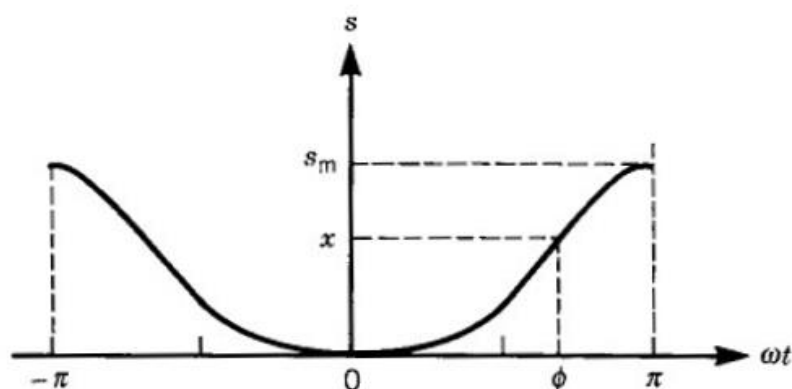


Рисунок 13 - Толщина электронного слоя в разные моменты ВЧ периода.

Рисунок заимствован из работы [17]

Большинство емкостных высокочастотных разрядов ассимметричны, поскольку, как правило, заземленный электрод больше по площади, чем активный. В работе [17] М. Либерманом показано, что в случае ассимметричного разряда, падение потенциала между плазмой и электродами площади A_a и A_b определяется выражением:

$$\frac{\bar{V}_a}{\bar{V}_b} = \left(\frac{A_b}{A_a}\right)^4 \quad (1.3.2.19)$$

т.е. рядом с электродом меньшей площади возникает падение потенциала существенно большее, чем рядом с электродом большой площади. [65-67] Результат (1.3.2.19) является качественно верным и подтверждается экспериментами работ [7768,77]. Однако, количественные различия между

потенциалами электродов, рассчитанными по формуле (1.3.2.19), существенно превосходят наблюдаемые в эксперименте. В работе [17] показано, что экспериментальную зависимость V_a/V_b можно аппроксимировать формулой:

$$\frac{\bar{V}_a}{\bar{V}_b} \approx \left(\frac{A_b}{A_a} \right)^q \quad (1.3.2.20)$$

где $q \approx 2.5$

В работе [25] показано, что для успешной работы ВЧ ускорителя с замкнутым дрейфом электронов желательно найти условия, при которых падение потенциала у большего электрода будет превосходить падение потенциала у меньшего электрода. Зависимость соотношения между V_a и V_b в зависимости от схемы организации разряда рассмотрена в работах [65,66]. Воспользуемся простым «электротехническим» представлением ЕВЧР. Сначала рассмотрим схему организации ЕВЧР с использованием разделительной емкости. В этом представлении слои представлены в виде двух емкостей C_1 и C_2 с ничтожно малым активным сопротивлением, а плазма между ними – идеальный проводник. Последовательно включенные емкости постоянны, поэтому такая система линейна, то есть при любом гармоническом сигнале с ВЧ генератора могут образовываться только гармонические потенциалы на фоне постоянных составляющих. Предположим, что на активном электроде потенциал относительно земли меняется в соответствии с выражением: $V(t) = V_{dc} + V_a \sin(\omega t)$, а потенциал плазмы относительно заземленного электрода как $V_p(t) = \bar{V}_p + \Delta V_p \sin(\omega t)$. Так как через емкости проходит один ток, то справедливо выражение $\omega C_1 (V_a - \Delta V_p) = \omega C_2 \Delta V_p$, откуда следует

$$\Delta V_p = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V_a \quad (1.3.2.21)$$

Рассмотрим колебание плазмы между электродами. Мы должны допустить, что в какой-то момент ВЧ периода плазма касается электродов. В остальное время периода плазма отодвинута от электрода, и на электрод может идти только ионный ток. Поэтому, с учетом, что через цепь не может идти постоянный ток (вследствие разделительной емкости), ионный ток должен быть скомпенсирован электронным в момент касания плазмы электрода. В момент времени $\omega t = 3\pi/2$ соприкосновения плазмы с заземленным электродом, потенциал плазмы минимален и равен потенциалу электрода: $V_{p,min} = \bar{V}_p - \Delta V_p$, а так как его потенциал равен нулю, то $\Delta V_p = \bar{V}_p$. В момент времени касания активного электрода $\omega t = \pi/2$, потенциал плазмы равняется $V_{p,max} = \bar{V}_p + \Delta V_p = 2\bar{V}_p$, а потенциал электрода $V_{max} = V_{dc} + V_a$. Приравнивая эти потенциалы, получим выражение:

$$\bar{V}_p = (V_a + V_{dc})/2 \quad (1.3.2.22)$$

Используя эти простые соотношения, можно вывести выражения для самосмещения, постоянного потенциала плазмы и для среднего падения напряжения в слое активного электрода:

$$V_{dc} = \frac{C_1 - C_2}{C_1 + C_2} V_a, \quad \bar{V}_p = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V_a, \quad \bar{V}_1 = \frac{C_2}{C_1 + C_2} V_a \quad (1.2.3.23)$$

Площади электродов, как правило, неодинаковы. В случае, если активный электрод меньше, то $C_1 < C_2$, то самосмещение отрицательно, а средний потенциал плазмы меньше половины амплитуда ВЧ сигнала. $\bar{V}_p < V_a/2$. В симметричной системе ($C_1 = C_2$) $V_{dc} = 0$, $\bar{V}_p = V_a/2$, а в случае $C_1 > C_2$, самосмещение положительное, и потенциал плазмы приближается к амплитуде ВЧ напряжения. Более наглядно это представлено на Рисунке 14, взятого из [65].

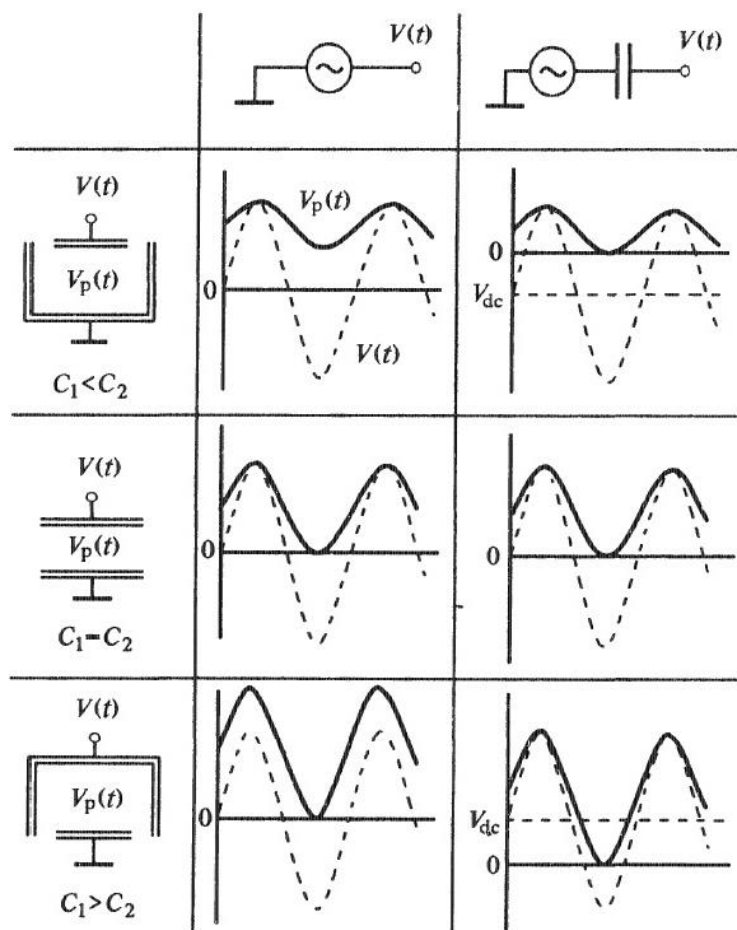


Рисунок 14 - Качественное представление временной зависимости потенциала плазмы (сплошная линия) и нагруженного электрода (пунктирная линия) относительно земли для замкнутого (центральная колонка) и разомкнутого (правая колонка) по постоянному току случаев. Зависимости представлены для случаев разных соотношений площадей электродов. Рисунок заимствован из работы [65]

Рассмотрим теперь случай, когда активный электрод замкнут по постоянному току и $V_{dc}=0$. В симметричном случае ($C_1=C_2$) существенных изменений не будет: плазма так же попеременно будет касаться электродов. В асимметричном случае, в отличие от случая с разделительной емкостью, плазма касается лишь одного электрода, что оставляет часть положительного пространственного заряда ионов в слое при электроде большей площади не скомпенсированным электронами, то есть, одна из емкостей не разряжается

полностью. Более того, этот нескомпенсированный заряд свойственен слою с большей емкостью, у которого электрод большей площади. Если активный электрод меньшей площади, то его будет касаться плазма, и к выражению (1.3.2.21) добавляется соотношение

$V_a = V_{p,max} = \bar{V}_p + \Delta V_p$, откуда

$$\bar{V}_p = \frac{C_2}{C_1 + C_2} V_a > \Delta V_p = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V_a, \quad C_1 < C_2 \quad (1.3.2.24)$$

Для случая, когда активный электрод является большим по площади, соотношение (1.3.2.21) группируется с $V_{p,min} = \bar{V}_p - \Delta V_p = 0$, откуда

$$\bar{V}_p = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V_a = \Delta V_p, \quad C_1 > C_2 \quad (1.3.2.25)$$

Более наглядно поведение потенциала плазмы для случая с замыканием по постоянному току представлено на Рисунке 14 в левой колонке.

1.3.3 Вольт-амперные характеристики емкостного ВЧ разряда

Вольт-амперные характеристики являются наиболее общей характеристикой ЕВЧР, которые содержат достаточно много информации о параметрах плазмы и ПСПЗ. В частности, можно выделить следующие результаты при изучении ВАХ разряда [66]:

1. Определение диапазона изменения амплитуды ВЧ напряжения и тока в заданных экспериментальных условиях.
2. Качественное изменение поведения кривой может говорить об изменении физических процессов в разряде, в частности, о переходе между режимами его горения.

3. Появляется возможность детектировать область неустойчивости параметров разряда.
4. При измерении сдвига фаз между ВЧ напряжением и током возможно рассчитать вложенную мощность в разряд.
5. Выбор оптимальной рабочей точки на ВАХ.
6. Сравнивая экспериментальные вольт-амперные кривые и теоретически рассчитанные, можно сделать вывод о правильности применения теоретической модели.
7. С помощью ВАХ можно определить импеданс разряда.

Для интерпретации ВАХ ЕВЧР можно обратиться к ВАХ разряда постоянного тока, которая представлена на Рисунке 15, взятом из [66]. Эта характеристика имеет ярко выраженную форму, позволяющую выделить различные формы горения разряда.

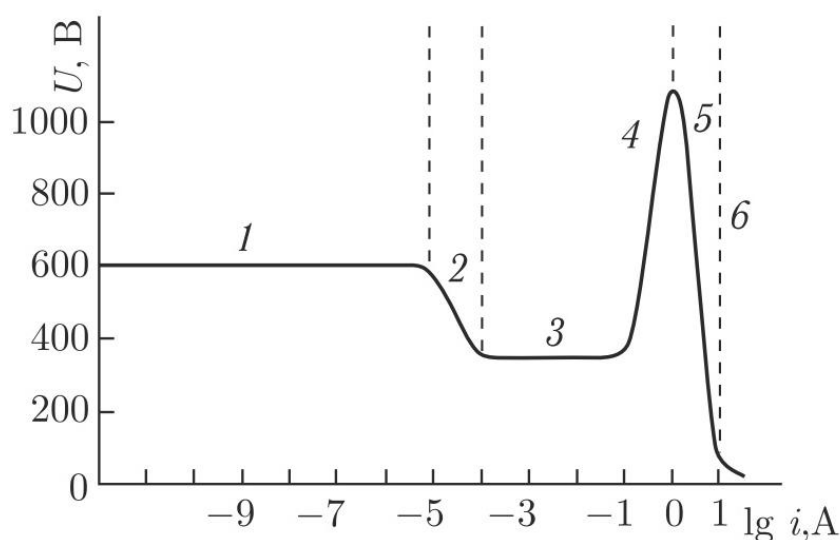


Рисунок 15 - Пример ВАХ разряда постоянного тока в неоне. 1 – таунсендовский разряд, 2 – переход к тлеющему разряду, 3 – нормальный тлеющий разряд, 4 – anomalно тлеющий разряд, 5 – переход к дуге, 6 – дуговой разряд. Рисунок заимствован из работы [66]

Если сравнить ВАХ разряда постоянного тока и емкостного высокочастотного, то можно наблюдать схожие по характеру участки. В частности, схожими являются области разряда 2, 3 и 4. Такое сравнение представлено на Рисунке 16 из работы [66].

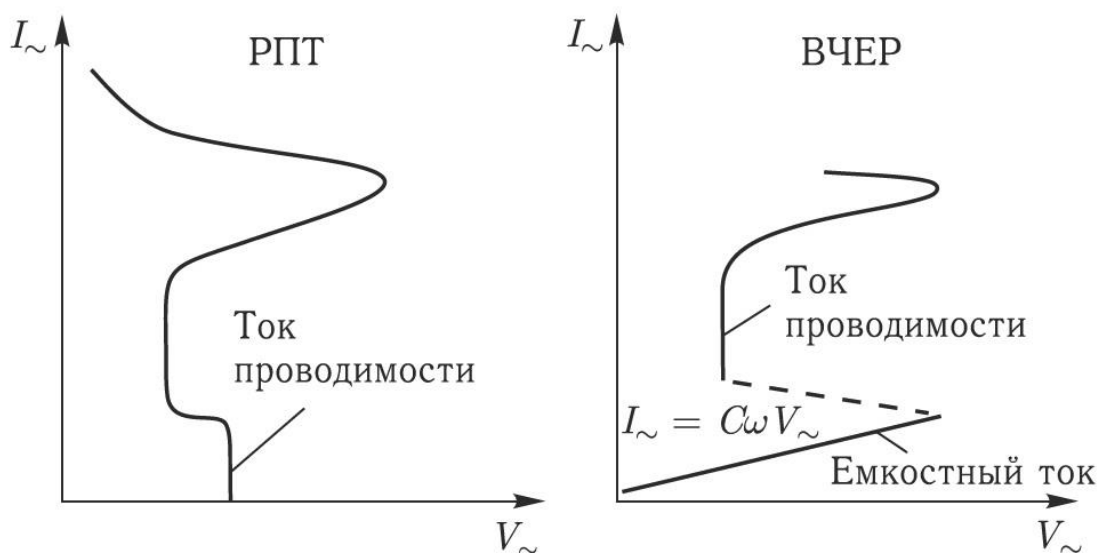


Рисунок 16 - Сравнение ВАХ разряда постоянного тока и ЕВЧР среднего давления. Рисунок заимствован из работы [66]

При этом область разряда с маленькими токами, которая в разряде постоянного тока представлена таунсендовским разрядом, а в ЕВЧР – прямой с линейной зависимостью тока от напряжения, отличны. При увеличении разрядного напряжения в последнем происходит пробой разрядного промежутка и ВАХ ЕВЧР переходит в ВЧ-аналог области нормального режима РПТ. Участок в ЕВЧР небольших токов и линейной зависимостью тока от напряжения соответствует α -режиму горения разряда. Стоит упомянуть, что возможны некоторые физические условия, при которых, начиная с некоторого ВЧ напряжения, ток начинает расти нелинейно, но эти условия рассматриваться не будут. При скачкообразном увеличении ВЧ тока, ЕВЧР переходит в γ -режим.

Как уже упоминалось, до пробоя ВАХ ЕВЧР представляет собой пологую прямую. В этой области ток представлен током смещения, который появляется вследствие приложения ВЧ напряжения к разрядному промежутку, которое представляет собой емкость C . С учетом, что ВЧ напряжение меняется гармонически $V_{\sim} = V_{\sim 0} e^{i\omega t}$, мгновенное значение заряда на емкости C равно $Q = CV_{\sim} = CV_{\sim 0} e^{i\omega t}$, а ток смещения I_{\sim} определяется выражением:

$$I_{\sim} = \frac{dQ}{dt} = C\omega V_{\sim}, \quad (1.3.3.1)$$

что объясняет линейный характер кривой. При этом сдвиг фаз между высокочастотным током I_{\sim} и напряжением V_{\sim} близок к 90 градусам. После пробоя разрядного промежутка сдвиг фаз существенно уменьшается вплоть до 30 градусов [66], что означает возрастание тока проводимости по сравнению с током смещения.

Сильное влияние на ВАХ оказывает давление рабочего газа. Так, на Рисунке 17 из [66] представлены серии вольт-амперных кривых для разных давлений газа.

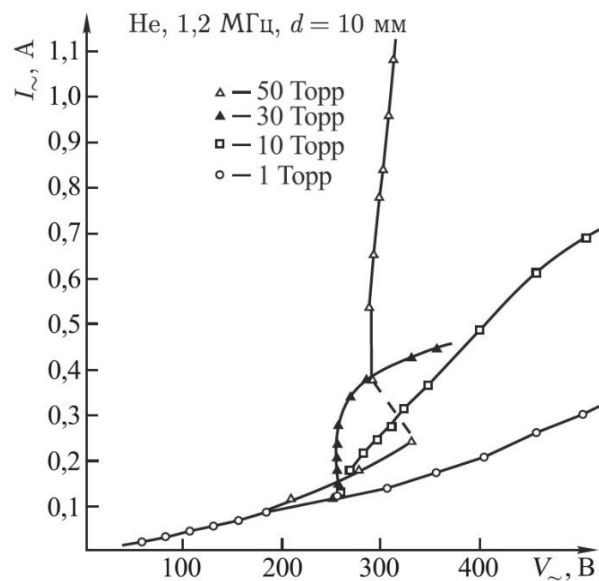


Рисунок 17 - Серия ВАХ ЕВЧР для различных давлений рабочего газа.

Рисунок заимствован из работы [66]

Из рисунка видно, что при уменьшении газового давления сокращается токовый диапазон ВЧ аналога нормального режима разряда вплоть до его полного исчезновения, а ВАХ таким образом трансформируется, что образуется плавный переход с α -ветви в область аномального режима γ -ветви ЕВЧР.

1.3.4 Механизм поглощения ВЧ мощности

Рассмотрим теперь механизмы поглощения мощности в емкостном ВЧ разряде. Это важный вопрос, поэтому он достаточно полно исследован в различных работах [17,65,80-82,100,101]. В этих работах показано, что мощность вкладывается в ЕВЧР низкого давления двумя способами – омическим способом и бесстолкновительным стохастическим нагревом электронов. Омический нагрев плазмы происходит из-за столкновения электронов, поэтому вклад мощности определяется следующей формулой:

$$P_{pl}^{Ohm} = \frac{1}{2} I^2 R_c, \quad (1.3.4.1)$$

где R_c – активное сопротивление квазинейтральной плазмы [33-36,65], I – разрядный ВЧ ток.

В вышеупомянутых работах показывается, что омический нагрев плазмы зависит от частоты столкновения электронов, причем, чем больше частота, тем больший вклад мощности. Однако, экспериментальные исследования показывают, что в разряде низкого давления, в которых частота столкновения электронов низкая, энерговклад значительно выше, чем это определяет формула (1.3.4.1). Такое несоответствие объясняется бесстолкновительным стохастическим механизмом нагрева плазмы, который впервые был применен при рассмотрении емкостного разряда В. Годяком [76].

Принцип действия стохастического нагрева заключается в следующем. Электрон, двигаясь из плазмы, попадает в область приэлектродного слоя, где оказывается в тормозящем электрическом поле. Электрон начинает тормозиться, в какой-то момент останавливается и меняет направление движения в сторону плазмы. Однако, граница слоя осциллирует, двигаясь со скоростью u_{sh} , которая много меньше тепловой скорости электронов. Эту задачу можно рассматривать как упругое отражение шара от движущейся стенки. Исходя из этой аналогии, скорость отраженного электрона v_r и изменение его кинетической энергии $\Delta\varepsilon$ связаны со скоростью движения границы u_{sh} и скоростью налетающего электрона v соотношениями:

$$v_r = -v + 2u_{sh} \quad (1.3.4.2)$$

$$\Delta\varepsilon = \frac{m(-v + 2u_{sh})^2}{2} - \frac{m(v)^2}{2} = -2mu_{sh}(v - u_{sh}), \quad (1.3.4.3)$$

где $v - u_{sh}$ – относительная скорость электрона и границы слоя в проекции, перпендикулярной границе слоя.

Если граница слоя движется на встречу электрону ($v > 0 > u$) или догоняет его ($u < v < 0$), то электрон приобретает энергию и теряет ее, если электрон догоняет границу слоя $v > u > 0$. В среднем, кинетическая энергия электрона увеличивается на небольшую величину $2mu_{sh}^2$. Таким образом, усредняя энергетическое распределение электронов, можно получить формулу для вложения мощности в плазму посредством стохастического нагрева [65]:

$$P_{pl}^{st} = \frac{1}{2} \frac{m\mathbf{v}_e}{e^2 n_e} I^2 S, \quad (1.3.4.4)$$

где S – площадь электрода

1.3.5 Влияние частоты на ЕВЧР

Во многих работах были исследованы зависимости параметров ЕВЧР от рабочей частоты. Так, в работе [66] было экспериментально исследована зависимость падения потенциала в слое для рабочих частот 2 - 12.5 МГц. Результаты этих измерений приведены на Рисунке 18.

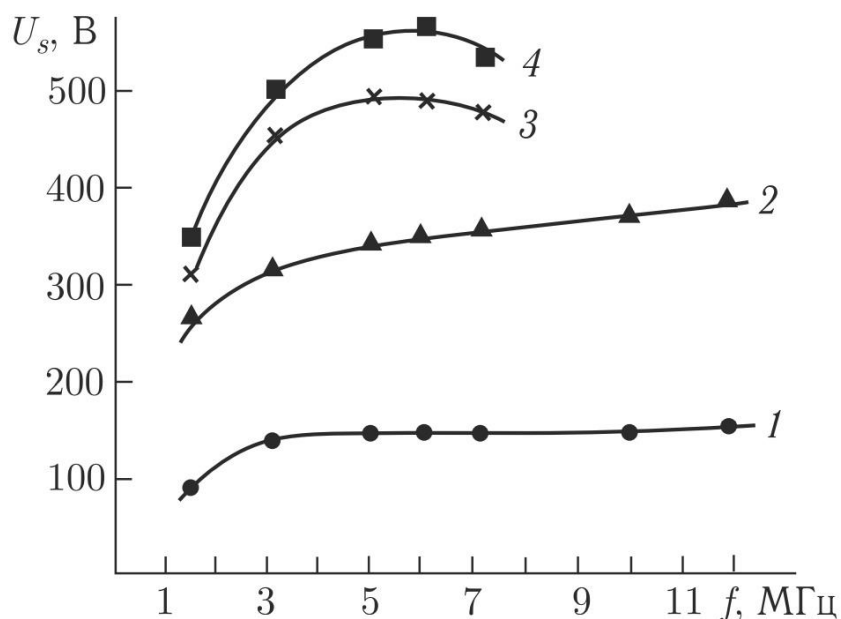


Рисунок 18 - Зависимость падения потенциала U_s от частоты высокочастотного поля f при напряжении ВЧ генератора $V_{\sim} = 200$ (1), 600 (2), 900 (3) и 1000 (4) В. Рисунок заимствован из работы [66]

Измерения проводились для четырех значений амплитуды напряжения ВЧ генератора. В работе выделялись три характерные зависимости: $V_{\sim} < 400$ В, где величина U_s возрастает до некоторого значения, $400 < V_{\sim} < 800$ В, где заметен монотонный рост потенциала на всех частотах и $V_{\sim} > 800$ В. В этом случае кривая $U_s(f)$ меняется немонотонно. Вероятной причиной роста U_s в области пониженных частот может стать изменение проникновения ВЧ поля в плазму. В работах [66] по исследованию плазменного конденсатора для случаев низких частот ($f^2 \ll f_{oe}^2$) показано, что при частоте поля меньшей или

равной ионной ленгмюровской частоте ($f \leq f_{oi}$) импеданс плазмы соизмерим с импедансом слоев, следовательно, значительная часть ВЧ поля падает между слоями - в области, заполненной плазмой. При увеличении частоты и достижении соотношения $f^2 \gg f_{oi}^2$, импеданс плазмы становится пренебрежительно мал по сравнению с импедансом слоев, поэтому именно на них приходится падение ВЧ поля, что соответствует максимальному значению U_s . Именно этот механизм и объясняет рост U_s в области низких частот при постоянном напряжении генератора V_{ω} .

На Рисунке 18 можно выделить характерную частоту, начиная с которой рост падение потенциалов либо замедляется, либо и вовсе прекращается. Такой характер возникает вследствие двух явлений. Как известно, положительный ион, попадая на электрод, уменьшает отрицательный заряд электрода и, тем самым, уменьшает U_s . Однако, при увеличении частоты, ионы начинают не успевать долетать до электрода за половину периода ВЧ поля, поскольку обладают инерцией. Из несложных вычислений можно получить, что максимальная частота f_s , при которой ионы еще успевают пройти длину свободного пробега за время полупериода поля $T_{\omega}/2$, будет равняться:

$$f_s = \left(\frac{eEP_t p}{8M_i} \right)^{1/2} \quad (1.3.5.1)$$

где E – напряженность электрического квазистационарного поля вблизи электрода, P_t [см⁻¹/Торр] – вероятность перезарядки, p [Торр] – давление газа.

При дальнейшем увеличении частоты все меньшее число ионов будут попадать на электрод, тем самым U_s будет расти. Однако, при росте рабочей частоты увеличивается концентрация электронов, что показано на Рисунке 19 из [66] и, как следствие, концентрация положительных ионов. Ионы, бомбардируя электрод, инициируют электронную эмиссию, что уменьшает U_s . Как видно из экспериментальных данных на Рисунке 18, при напряжении ВЧ генератора менее 900 В U_s продолжает увеличиваться с ростом частоты f , что

показывает преобладание эффекта, связанного с инертностью ионов, над эмиссионными процессами.

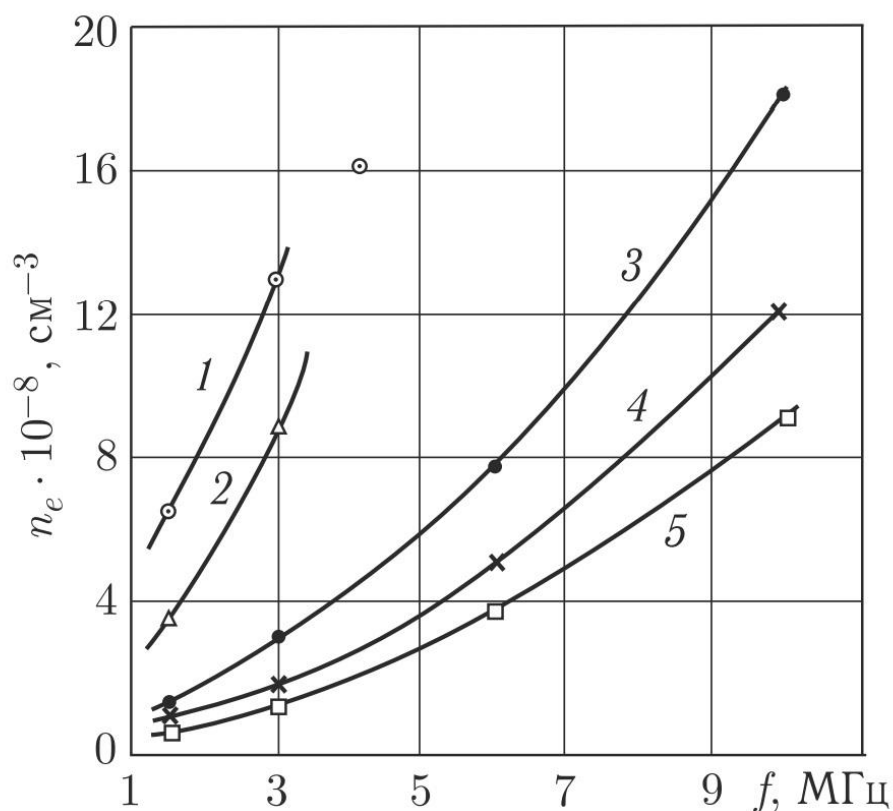


Рисунок 19 - Зависимость концентрации электронов n_e от частоты высокочастотного поля f при напряжении ВЧ генератора $V_{\sim} = 480$ (1), 400 (2), 260 (3), 200 (4) и 160 (5) В. Рисунок заимствован из работы [66]

В другой работе [87] исследовалась частотная зависимость емкостного разряда в более высоком диапазоне частот, с 27.12 МГц до 100 МГц. На Рисунке 20, взятого из этой работы, представлена зависимость ВЧ напряжения на электроде от рабочей частоты при двух различных фиксированных мощностях генератора. Характерный вид кривой $\sim 1/f$ обусловлен ростом разрядного тока при сохранении подаваемой мощности. Подобные результаты были получены и в других работах [41,88,89]. Уменьшение напряжения и увеличение тока ведет к снижению импеданса разряда.

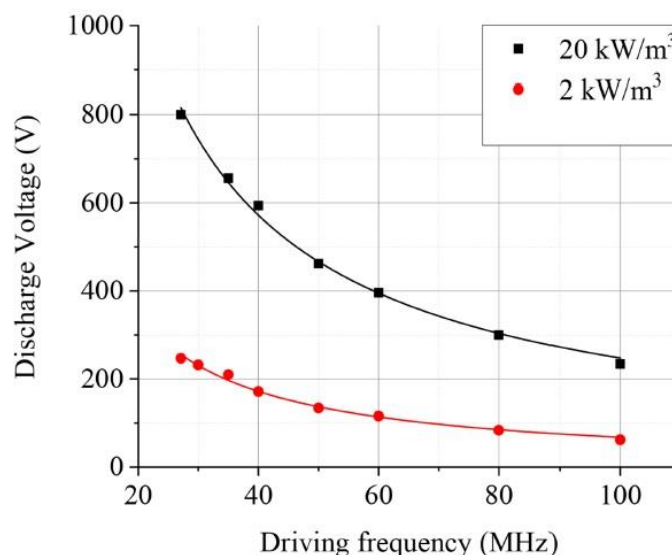


Рисунок 20 - Зависимость разрядного напряжения от рабочей частоты при двух мощностях генератора. Рисунок заимствован из работы [87]

Также измерялись концентрация и температура электронов в зависимости от рабочей частоты при двух различных фиксированных мощностях генератора. Соответствующие результаты представлены на Рисунке 21.

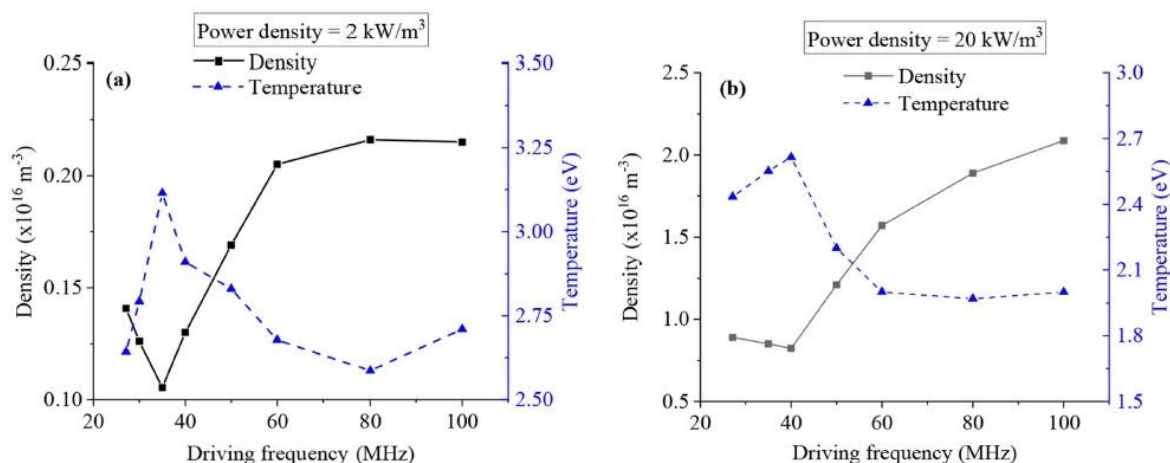


Рисунок 21 – Зависимость плотности плазмы и температуры электронов от рабочей частоты для двух мощностей генератора. Рисунок заимствован из работы [87]

В целом видно, что концентрация электронов растет с увеличением рабочей частоты и выходит на насыщение при частотах более 80 МГц [43] за исключением области относительно низких частот менее 35 МГц, где наблюдается локальное уменьшение концентрации. Температура электронов ведет себя зеркально по отношению к концентрации в силу постоянства подаваемой мощности. Уменьшение концентрации и увеличение температуры электронов при низких частотах наблюдалось в работе Ана и др. [92] и объясняется нагреванием низкоэнергетичных электронов.

1.3.6 Импеданс ЕВЧР

В работе [1] был изучен импеданс плазменного конденсатора. Для аналитического расчета импеданса одномерного конденсатора рассматривалось два случая: случай системы малой длины, когда длина конденсатора d_{cc} много меньше его поперечного размера r_c ($d_{cc} \ll r_c$), и случай системы большой длины, когда $d_{cc} \gg r_c$. В первом случае пренебрегались краевые эффекты, а плотность плазмы считалась постоянной. Согласно таким допущениям, импеданс системы, активное сопротивление и емкость плазменного конденсатора определяются формулами:

$$\begin{aligned}
 Z_p(\omega) &= i \frac{1}{\omega C_0} \frac{\omega(\omega + i\nu_e)}{\omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{Le}^2} \\
 R_p(\omega) &= \frac{1}{C_0} \frac{\nu_e \omega_{Le}^2}{(\omega^2 - \omega_{Le}^2)^2 + \omega^2 \nu_e^2} \\
 C_p(\omega) &= C_0 \frac{(\omega^2 - \omega_{Le}^2)^2 + \omega^2 \nu_e^2}{\omega^2(\omega^2 - \omega_{Le}^2 + \nu_e^2)}
 \end{aligned}
 \tag{1.3.6.1}$$

Несложно получить, что при условии плазмы низкого давления, когда соударений между электронами нет, т.е. $\nu_e=0$, емкость такого конденсатора равняется

$$C_p(\omega) = C_0 \left(1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2} \right) \quad (1.3.6.2)$$

В то же время активное сопротивление $R_p(\omega)=0$.

Частотные исследования импеданса показывают, что активное сопротивление плазмы всегда положительно, в то время как мнимая часть импеданса меняет знак. Более подробно это представлено на Рисунке 22 из [1], где по оси абсцисс отложена безразмерная величина ω/ω_{Le} , а по оси ординат – безразмерная величина, характеризующая величину импеданса $\omega_{Le}C_0Z_p(\omega)$

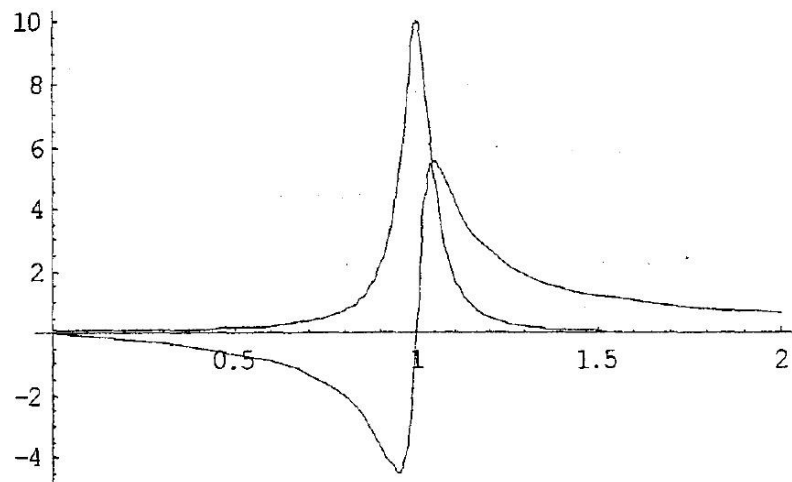


Рисунок 22 - Комплексный импеданс плазменного конденсатора малой длины с однородной плазмой при $\nu_e/\omega_{Le} = 0.1$. Рисунок заимствован из работы [1]

Если же возле электродов конденсатора имеются вакуумные зазоры, то импеданс такого конденсатора равен сумме импедансов зазоров и импедансу

плазменного конденсатора, а формулы, аналогичные плазменному конденсатору без зазоров:

$$Z_p(\omega) = i \frac{1}{\omega C_0} \frac{\omega(\omega + i\nu) - \omega_{Ge}^2}{\omega(\omega + i\nu) - \omega_{Le}^2} \quad (1.3.6.3)$$

$$R_p(\omega) = \frac{1}{C_0} \frac{\nu_e(\omega_{Le}^2 - \omega_{Ge}^2)}{(\omega^2 - \omega_{Le}^2)^2 + \omega^2 \nu_e^2} \quad (1.3.6.4)$$

$$C_p(\omega) = C_0 \frac{(\omega^2 - \omega_{Le}^2)^2 + \omega^2 \nu_e^2}{(\omega^2 - \omega_{Ge}^2)(\omega^2 - \omega_{Le}^2) + \omega^2 \nu_e^2}$$

где $\omega_{Ge} = \omega_{Le} \sqrt{2\Delta/d_c}$ – геометрическая плазменная частота

Графически импеданс конденсатора с вакуумными зазорами представлен на Рисунке 23, взятого из [1].

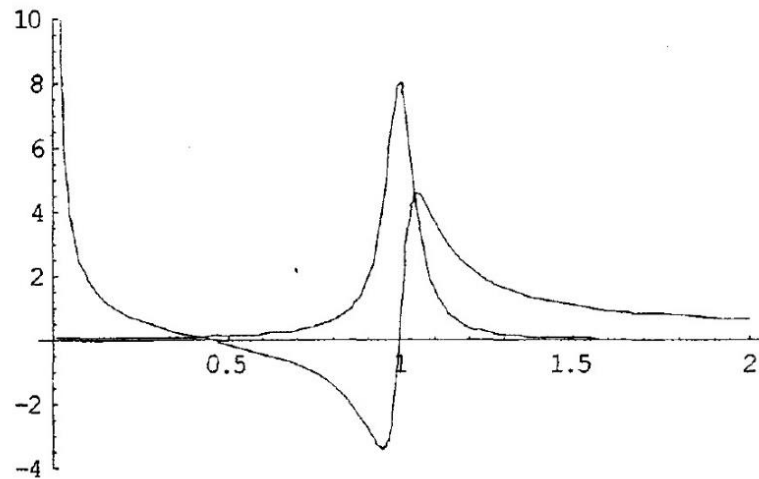


Рисунок 23 - Комплексный импеданс плазменного конденсатора малой длины с вакуумными зазорами при $\nu_e/\omega_{Le} = 0.1$ и $\omega_{Ge}^2/\omega_{Le}^2 = 0.2$. Рисунок

заимствован из работы [1]

Сравнивая поведение кривых, представленных на Рисунках 22 и 23, можно заметить схожий характер для активного сопротивления (всегда положительный), однако, у мнимой части импеданса появляется вторая точка смены знака, а при $w=0$ присутствует резонансная точка типа полюс, что обусловлено невозможностью протекания постоянного тока через вакуумные зазоры.

Если рассматривать бесстолкновительную плазму ($v_e=0$), то формула для емкости конденсатора 2.3.6.4 преобразуется в

$$C_p(\omega) = C_0 \frac{\omega^2 - \omega_{Le}^2}{\omega^2 - \omega_{Ge}^2} \quad (1.3.6.5)$$

Здесь уже можно наблюдать две резонансные точки типа полюс и ноль. В работе [1] было показано, что полюс связан с возбуждением поверхностных волн плазменного слоя, а ноль – с возбуждением объемной ленгмюровской волны в плазме.

Активное сопротивление плазмы по-прежнему остается равным нулю. Однако, существуют физические механизмы появления активного сопротивления плазмы даже при отсутствии столкновений. В работе [1] показано, что при учете резонансного возбуждения локальных ленгмюровских волн ($w=w_{Le}(z)$) активное сопротивление определяется формулой:

$$R_p(\omega) = \frac{\pi}{\omega C_0} d_c^{-1} \sum_j \left| \frac{1}{\omega^2} \frac{d\omega_{Le}^2}{dz} \right|_{z=z_0}^{-1} \quad (1.3.6.6)$$

1.4 Постановка задачи

Обзор литературы показал возможность и перспективность использования ЕВЧР вместо разряда постоянного тока для получения

ускоренного пучка ионов в геометрии СПД. Показано, что ЕВЧР обладает богатыми физическими свойствами, которые могут использоваться для достижения определенных параметров плазмы и ЭРД в целом. При этом, экспериментальные работы по изучению ЕВЧР в геометрии СПД и наличии радиального магнитного поля почти отсутствуют, поэтому, в данной работе была поставлена цель комплексного исследования влияния внешних параметров на свойства емкостного ВЧ разряда низкого давления при наличии внешнего магнитного поля с преимущественной радиальной составляющей. Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

1. На основе обзора литературы, выделить и проанализировать влияние внешних параметров емкостного ВЧ разряда на параметры плазмы и распределение потенциала в приэлектродных слоях разряда.
2. Экспериментально исследовать продольное распределение параметров плазмы в источнике плазмы, имеющего геометрию УЗДП, в зависимости от величины внешнего магнитного поля, рабочей частоты, расхода и типа рабочего газа в двух режимах горения разряда: при наличии и отсутствии замыкания электродов по постоянному току.
3. Экспериментально исследовать продольное распределение параметров плазмы струе на выходе из источника плазмы, имеющего геометрию УЗДП, в зависимости от величины внешнего магнитного поля, рабочей частоты, расхода и типа рабочего газа в двух режимах горения разряда: при наличии и отсутствии замыкания электродов по постоянному току.
4. Экспериментально исследовать электротехнические характеристики разряда, а именно действительную и мнимую части его импеданса, в зависимости от величины внешнего магнитного поля, рабочей частоты, расхода и типа рабочего газа в двух режимах горения разряда: при наличии и отсутствии замыкания электродов по постоянному току.

5. Экспериментально исследовать влияние подключения дополнительного канала постоянного тока на параметры емкостного ВЧ разряда и исходящей из него плазменной струи, при наличии внешнего магнитного поля с преимущественной радиальной составляющей.

Глава 2. Методика эксперимента

Глава посвящена описанию экспериментальной установки, лабораторного источника плазмы и методам измерений, которые использовались для изучения ЕВЧР в геометрии СПД при наличии радиального магнитного поля.

2.1. Экспериментальная установка и источник плазмы

Схема рабочей установки представлена на Рисунке 24. Установка включает в себя вакуумную камеру объемом порядка 0.8 м^3 (7), которая откачивается каскадом из двух насосов – форвакуумного и турбомолекулярного до давления $3 \cdot 10^{-5}$ Тор. Работа насосов контролируется через блок управления. Давление измерялось с помощью широкодиапазонной лампы (5), и во время горения разряда составляло от $8 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-3}$ Тор в зависимости от условий эксперимента.

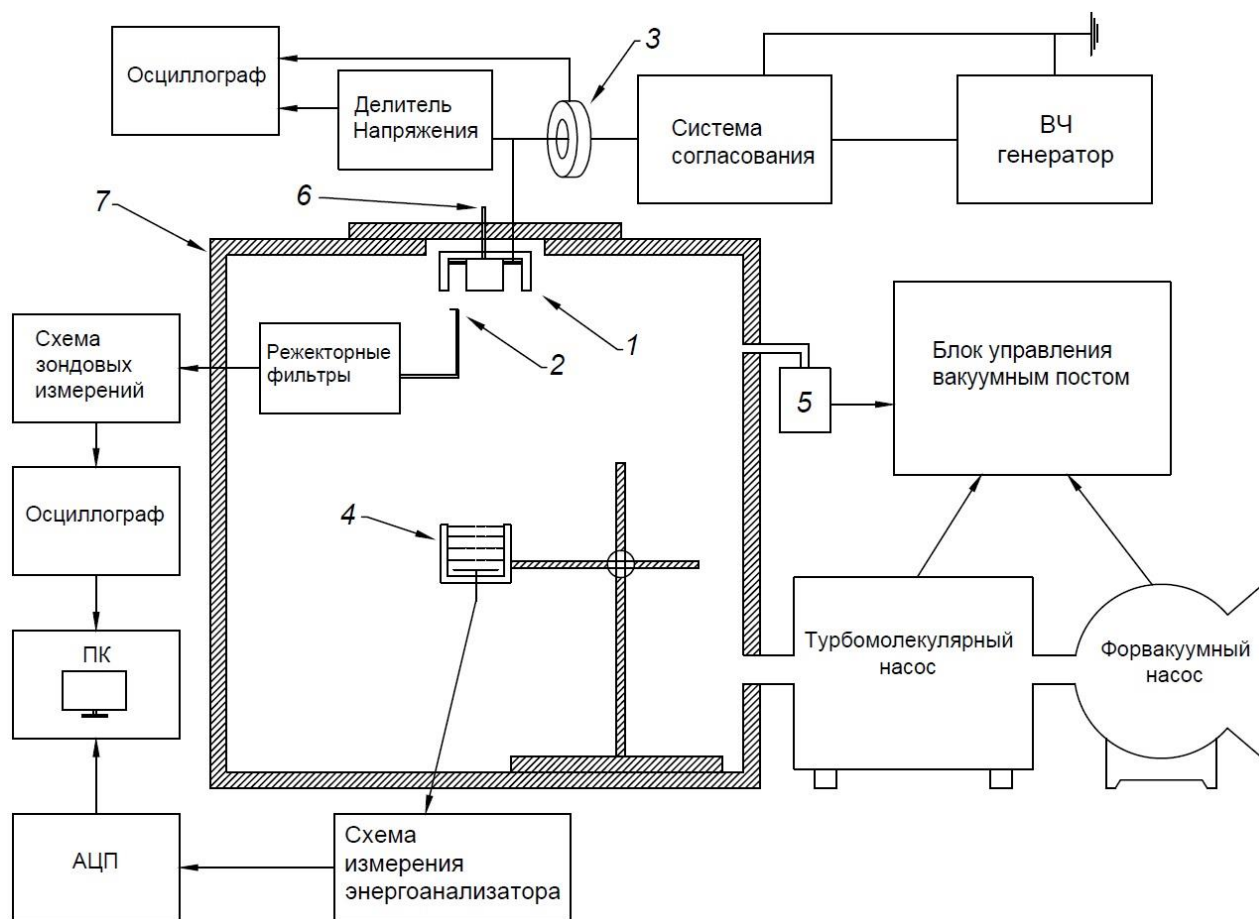


Рисунок 24 - Схема экспериментальной установки. 1 – источник ионов, 2 – зонд Ленгмюра, 3 – пояс Роговского, 4 – четырехсеточный энергоанализатор, 5 – широкодиапазонный датчик давления, 6 – газоввод, 7 – вакуумная камера

Лабораторный источник плазмы (1) монтировался на фланце вакуумной камеры, при этом корпус источника заземлялся, а на нагруженный электрод подводилась ВЧ мощность через систему согласования. Напротив источника плазмы располагалось измерительное оборудование, сигнал с которого обрабатывался с помощью аналого-цифрового преобразователя, осциллографа и персонального компьютера. Основным рабочим газом являлся аргон, однако, также проводились эксперименты с криптоном и воздухом.

В экспериментальных исследованиях использовался источник плазмы, выполненный в геометрии двигателя СПД-70. Его фотография и схема представлена на Рисунках 25 и 26 соответственно.



Рисунок 25 – Фотография СПД

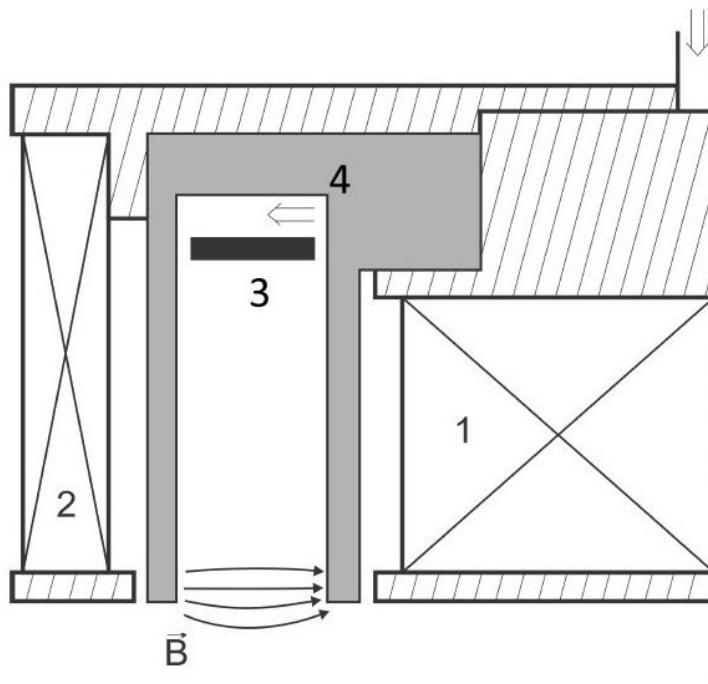


Рисунок 26 - Схема лабораторного источника плазмы. Пунктирная линия – ось симметрии. Серым цветом обозначены стенки диэлектрической камеры, заштрихованная область – заземленный корпус. 1,2 – внутренняя и внешние катушки соответственно, 3 – нагруженный электрод, 4 – газоввод. Рисунок заимствован из работы [25]

Диаметр внутреннего цилиндра составлял 5 см, внешнего – 7. Глубина канала – 3.5 см. В глубине канала находится газораспределитель (4), там же - активный электрод (3), выполненный в виде тонкого обруча с внутренним диаметром 5.4 мм и внешним – 6.6 см. В качестве заземленного электрода выступали стенки вакуумной камеры и сам корпус источника ионов. В стационарных плазменных двигателях магнитные катушки (1,2) включены последовательно с разрядом, однако, в данном эксперименте они были запитаны отдельно от источника тока, способного создавать ток в диапазоне 0 - 5 ампер. Это позволило получить магнитные поля до 350 Гс. При этом схема организации магнитопроводов и катушек осталась неизменной, поэтому профиль магнитных линий вдоль канала совпадает с типичным для СПД-70. Распределение величины магнитного поля вдоль разрядного канала представлена на Рисунке 27.

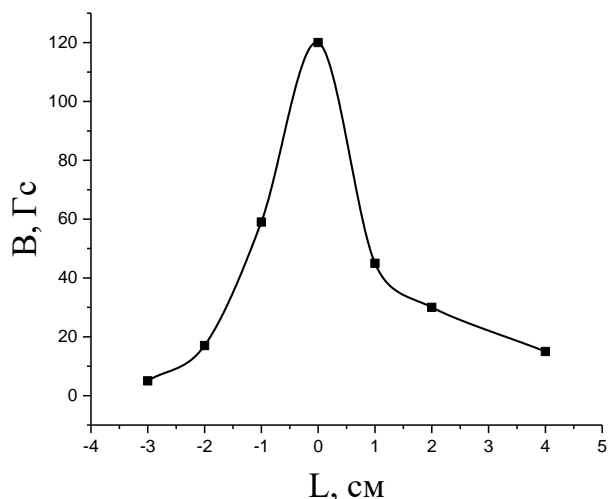


Рисунок 27 - Распределение величины магнитного поля вдоль разрядного канала. Координата «0» соответствует срезу канала, отрицательные значения – координате внутри разрядного канала, положительные – снаружи

Активный электрод, расположенный в глубине канала, подключался к внешнему высокочастотному генератору тремя способами – с размыканием по постоянному току, замыканием и подачей постоянного напряжения на нагруженный электрод. Соответствующие схемы представлены на Рисунке 28.

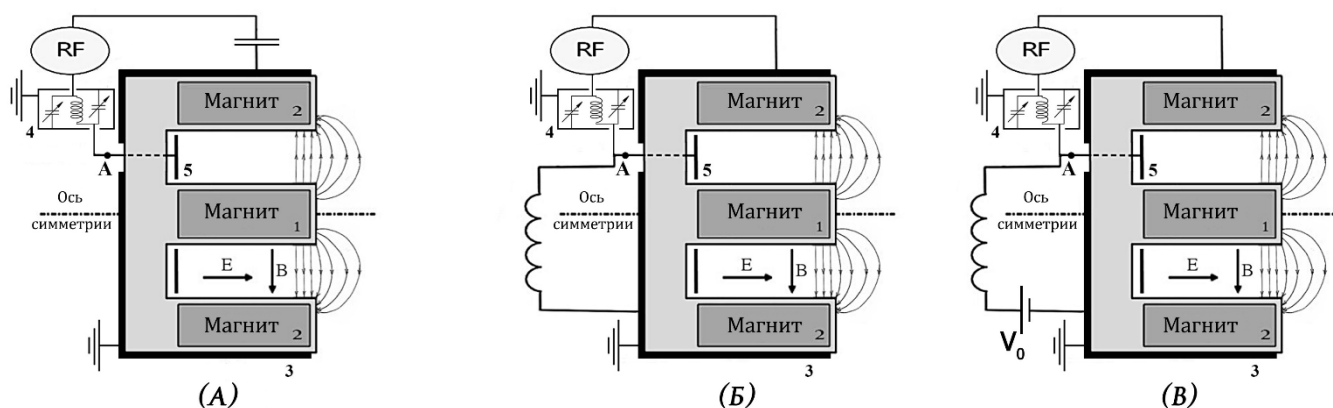


Рисунок 28 - Схемы подключения ЕВЧР. А – с разделительной емкостью, Б – с замыканием по постоянному току, В – комбинированный разряд с источником постоянного напряжения. 1,2 – внутренняя и внешние катушки магнитов, 3 – заземленный корпус, 4 – система согласования, 5 – нагруженный электрод

В первом случае, активный электрод был разделен с землей емкостью, которая не пропускает постоянный ток. Для реализации второго способа подключения, между электродами был добавлен дроссель – спираль с высокой индуктивностью. В третьем случае последовательно с дросселем включался источник постоянного напряжения, который позволял создавать комбинированный разряд постоянного тока и ЕВЧР.

Для подключения разряда использовалась система согласования, цель которой – согласование генератора с нагрузкой. Поскольку, обычно,

генераторы рассчитаны на нагрузку 50 Ом, прямое подключение генератора к активному электроду дает очень маленький вклад мощности в разряд. Чтобы это проиллюстрировать, рассмотрим простейшую цепь, состоящую из ВЧ генератора и нагрузки в виде разряда. Как уже упоминалось выше, импеданс разряда комплексный, поэтому представим его в виде $R_1 + iR_2$, а внутреннее сопротивление генератора обозначим как r . Задавая амплитуду напряжения U_0 , получаем, что мощность, поглощённая разрядом будет равна:

$$P = \frac{1}{2} U_0^2 \frac{(rR_1 + R_1^2 + R_2^2)(r + R_1) - rR_2^2}{((r + R_1) + R_2^2)^2} \quad 2.1.1$$

Найдя первые и вторые производные мощности по сопротивлению R_1 и R_2 , приходим к выводу, что максимум вложенной мощности достигается при условии $R_2=0$ и $R_1=r$. Такие условия и достигаются с помощью системы согласования, которая включается в цепь с разрядом. Самая простая схема согласования представлена на Рисунке 29 (а). Однако, реализовать переменную индуктивность, величину которой можно быстро менять в процессе горения разряда достаточно сложно, поэтому на практике используют схему согласования с двумя переменными конденсаторами (Рисунок 29 (б)).

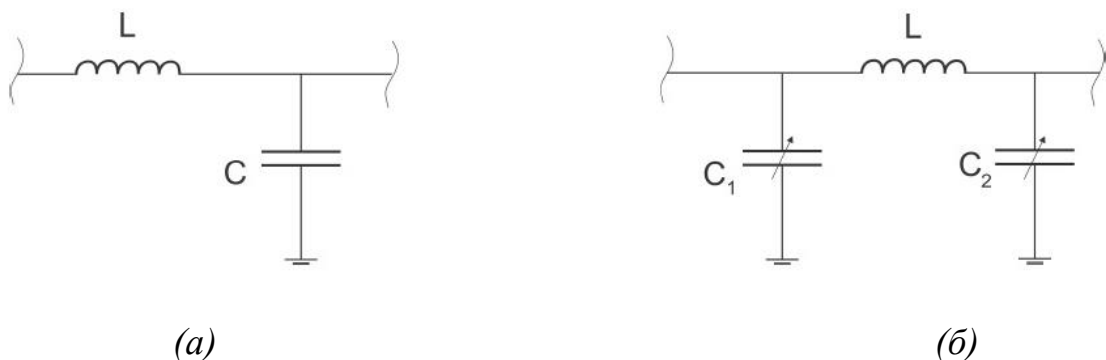


Рисунок 29 - Схема простейшей системы согласования ВЧР (а) и применяемая на практике система с двумя переменными емкостями C_1 и C_2 и постоянной индуктивностью L (б). Рисунок заимствован из работы [25]

В данной работе проводились исследования на трех частотах генератора – 2, 4 и 13.56 МГц. Соответственно, было сделано три системы согласования. Принципиальная схема системы согласования для каждой рабочей частоты была одинаковой и представлена на Рисунке 30, а отличия заключались в номиналах электротехнических деталей.

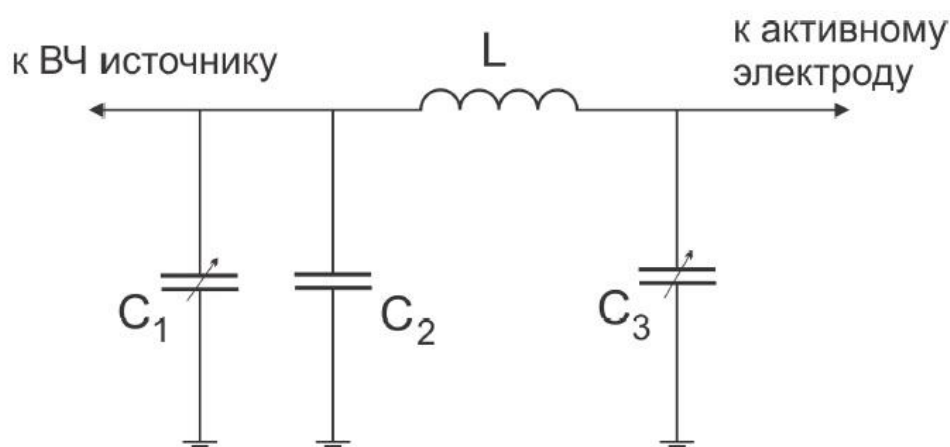


Рисунок 30 - Схема системы согласования, используемая в эксперименте. C_1 и C_2 – переменные емкости в диапазоне 150-1500 пФ и 30-250 пФ. L – постоянная индуктивность номиналом 2-4 мкГн в зависимости от частоты генератора. Рисунок заимствован из работы [25]

2.2. Методики измерений

2.2.1. Измерение вольт-амперных характеристик

Рассмотрим детально применяемые методики и схемы измерений. Снятие вольт-амперных характеристик происходило по схеме,

представленной на Рисунке 31. ВЧ напряжение измерялось с помощью двухканального осциллографа Tektronix TDS 1012B через емкостной делитель с емкостями 5 пФ и 4 нФ (коэффициент деления 1:820), а разрядный ток с помощью пояса Роговского [93], который располагался на проводе между активным электродом и системой согласования. Перед экспериментом пояс Роговского был откалиброван на рабочей частоте.

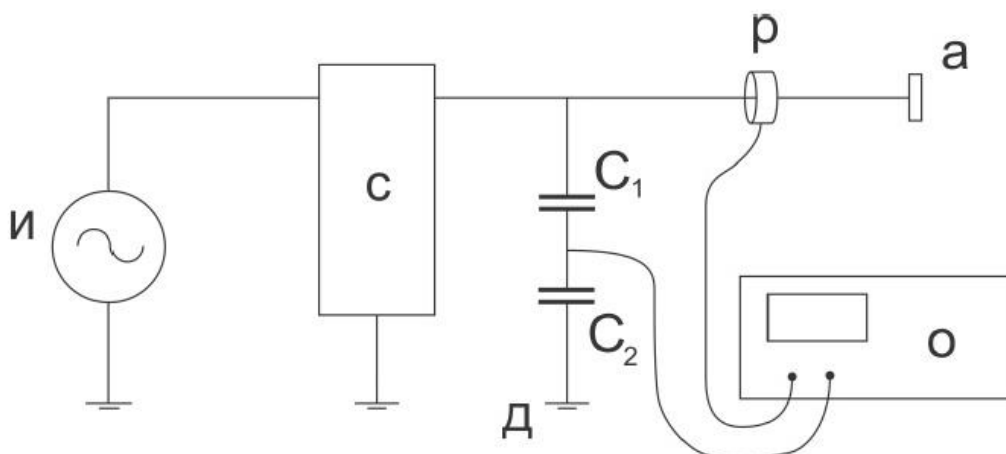


Рисунок 31 - Схема электрической цепи для измерения ВАХ разряда. и – генератор ВЧ мощности, с – система согласования, д – емкостной делитель напряжения (коэффициент деления 1:820), р – пояс Роговского, о – двухканальный осциллограф, а – выход к активному электроду. Рисунок заимствован из работы [25]

Для калибровки пояса Роговского была собрана схема, представленная на Рисунке 32. С ВЧ генератора с рабочей частоты 2, 4 и 13.56 МГц подавалась мощность на емкость с малой утечкой, в качестве которой использовался вакуумный конденсатор известной емкости. Напряжение на конденсаторе снималось с помощью осциллографа, исходя из величин которого можно было теоретически рассчитать протекающий высокочастотный ток. В тоже время с другого канала осциллографа снималось напряжение с пояса Роговского,

величина которого была пропорциональна току с искомым коэффициентом пропорциональности a . Также вычислялся фазовый сдвиг тока, вносимый поясом Роговского.

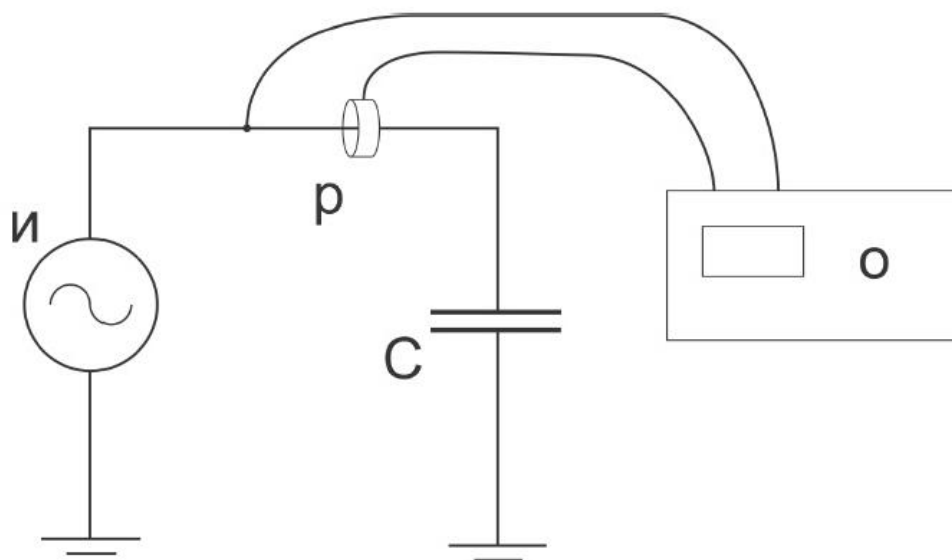


Рисунок 32 - Схема электрической цепи для калибровки пояса Роговского. и – генератор ВЧ мощности частотой 2, 4 или 13.56 МГц, р - пояс Роговского, о – двухканальный осциллограф, С – нагруженная емкость. Калибровка проводилась при 3-х значениях емкости: 30, 60 и 100 пФ. Рисунок заимствован из работы [25]

Стоит отметить, что поскольку коэффициент пересчета a сильно зависел от частоты, то для каждой гармоники тока он отличался. Однако, это не вносило трудности в расчет вложенной мощности, поскольку разрядное напряжение во всех экспериментах данной работы имело только основную гармонику, и поэтому вклад в мощность оказывала только первая гармоника тока. Вложенная мощность рассчитывалась по формуле:

$$P = \frac{1}{\Delta T} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta T} U(t)I(t)dt \quad (2.2.1.1)$$

где ΔT – период ВЧ поля, $U(t)$ – напряжение на активном электроде, $I(t)$ – высокочастотный ток.

2.2.2. Зондовые измерения

Для определения концентрации плазмы, потенциала пространства и температуры электронов использовался цилиндрический зонд Ленгмюра диаметром 0.3 мм и длиной 4 мм. Схема подключения и точки измерений показаны на Рисунке 33. Таким образом, измерения проводились вдоль разрядного канала и за его пределами.

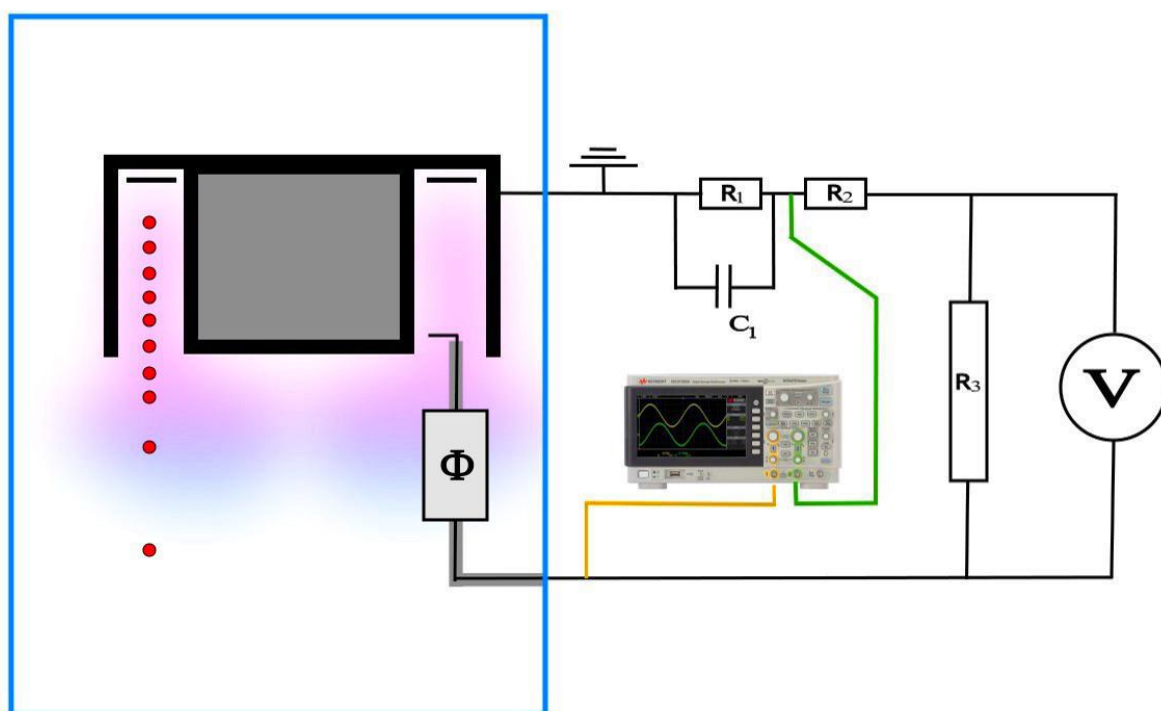


Рисунок 33 - Схема подключения зондовых измерений. Φ – режекторный фильтр, R_1 , R_2 , C_1 – элементы для измерения зондового тока, V – источник переменного напряжения, красные точки – положения зонда Ленгмюра

Направление сгиба зонда и его размеры были выбраны не случайно. Известно, что зонд может вносить существенные возмущения в плазму, проявляющиеся в виде увеличения светимости вокруг зонда и уменьшения яркости в других частях разряда. Более того, внешнее магнитное поле вносит коррективы, что не позволяет обрабатывать зондовые кривые классическими методами. Что касается первого утверждения, размеры зонда и зондовые напряжения выбирались таким образом, чтобы светимость в разряде визуально не менялась, равным счетом как и форма и величина разрядного напряжения и тока. При этом слишком маленький зонд давал маленький ток, снятие которого затруднялось на фоне многочисленных шумов. Оптимальный баланс реализовывался при зонде длиной 4 мм. Влияние магнитного поля на зондовые характеристики изучалось в работе [94]. В ней утверждается, что влиянием магнитного поля на зонд Ленгмюра можно пренебречь, если ларморовский радиус электронов и ионов больше радиуса зонда. В данных сериях экспериментов ларморовский радиус электронов с ожидаемыми энергиями составлял более 1 мм, в то время как радиус зонда составлял 0.15 мм. Тем не менее, для снятия зондовых характеристик при наличии магнитного поля были учтены следующие факторы:

1. Электрический зонда располагался параллельно линиям магнитного поля.
2. Измерения проводились при относительно малых магнитных полях <120 Гс. В случае, когда проводились измерения при больших магнитных полях, вплоть до 350 Гс, электрический зонд находился вдали от локализации магнитного поля, таким образом, его величина не превышала установленных 120 Гс.
3. Влияние магнитного поле было учтено в виде корректирующего множителя для концентрации и температуры плазмы для каждой точки расположения зонда. С этой целью было измерено распределение

магнитного поля вдоль канала. Характерное распределение было представлено ранее на Рисунке 27.

Рассмотрим поподробнее схему измерения зондовых кривых представленную на Рисунке 33. Для корректного снятия зондовых ВАХ требуется, чтобы импеданс измерительной электрической цепи был много больше, чем импеданс собирающего призондового слоя в момент снятия ионного и электронного токов на зонд. [47]. При таком условии разность потенциалов между зондом и плазмой будет постоянна в течении всего периода ВЧ колебания. В противном случае, потенциал зонда будет меняться в зависимости от фазы ВЧ сигнала, и, из-за нелинейности призондового слоя, часть ВЧ поля будет выпрямляться в этом слое, искажая зондовую характеристику. Для повышения импеданса цепи на основной частоте и второй гармонике последовательно с зондом включались два режекторных фильтра, состоящих из LC-звеньев. Подаваемое напряжение на зонд снималось с первого канала осциллографа через делитель напряжения, а для определения ионного тока использовалось сопротивление известной величины, падение напряжения на котором измерялось на втором канале осциллографа. Параллельно сопротивлению подключалась емкость большого номинала с целью снизить величину ВЧ шума. В данных экспериментах напряжение на зонд подавалось с источника постоянного тока, который не способен пропускать ток в обратном направлении, что требуется для снятия зондовых характеристик. С целью решения этой проблемы в цепь, параллельно источнику напряжения, было включено сопротивление большой мощности R_3 .

В условиях магнитного поля последовательность операций обработки ВАХ для получения потенциала плазмы, концентрации плазмы и температуры электронов была следующей:

1. Определение потенциала плазмы. Потенциал плазмы определялся по электронному току на зонд, таким образом, первоначально из зондовой кривой вычитался линейно зависящий от напряжения ионный ток.
2. Предполагается, что электронный ток I_e в области напряжений меньше потенциала пространства описывается законом:

$$I_e(V) = en_e S \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{e(V - V_s)}{kT_e} \right) \quad (2.2.2.1)$$

А в области напряжений больше потенциала пространства пропорционален степенной функции потенциала зонда относительно плазмы. Таким образом, потенциал пространства V_s можно определить по изгибу графика логарифма электронного тока. В данном случае, влияние магнитного поля проявляется в виде более пологого изгиба, что вносит погрешность в определение потенциала плазмы.

3. Температура электронов определяется по наклону прямолинейного участка графика:

$$\frac{\partial[\ln(I/I_0)]}{\partial V} = \frac{e}{kT_e} \quad (2.2.2.2)$$

Здесь и в формуле выше k – постоянная Больцмана, e , m – заряд и масса электрона, S – площадь поверхности зонда, V – напряжение, подаваемое на зонд, I_0 – безразмерный коэффициент.

Влияние магнитного поля учитывалось аналогично компенсации большого числа столкновений (стока электронов), вводом параметра стока $\delta = R/\lambda$, [96] где R – радиус зонда, а λ – Ларморовский радиус. Таким образом, температура равнялась

$$T_e \approx T_e^*/(1 + \delta) \quad (2.2.2.3)$$

4. Известно, что при потенциале зонда, равном потенциалу пространства отсутствует собирающий зондовый слой, поэтому, зная электронный ток в этой точке можно оценить концентрацию электронов как

$$n_e = \frac{I_e(V_S)}{eS} \left(\frac{2\pi m}{kT_e} \right)^{1/2} \quad (2.2.2.4)$$

Аналогичным способом учитывалось и влияние магнитного поля на концентрацию:

$$n_0 \approx n_0^*/(1 + \delta) \quad (2.2.2.5)$$

Зондовым измерениям свойственны относительно большие погрешности в измерениях, поэтому рассмотрим факторы, вносящие основной вклад в погрешность. Кроме таких стандартных факторов как ошибка осциллографа и зашумление полезного сигнала (суммарно около ~5%), в используемой схеме измерения и обработки сигналов можно выделить 3 источника, вносящих значительный вклад в погрешность определения параметров плазмы. Как уже упоминалось, магнитное поле вносит неопределенность в определении потенциала плазмы на уровне +2...5 В. Хотя в относительных величинах это составляет <5% от абсолютной величины, такая ошибка значительно сильнее сказывается на определении концентрации и температуры плазмы, т.к. значение электронного тока в области потенциала пространства имеет сильную зависимость от напряжения. Более того, поправка, вносимая для учета влияния магнитного поля, также считалась из упрощенных предположений, что давало суммарную погрешность в 10...20%. Второй источник ошибки связан с предположением о максвелловском распределении электронов по скоростям, несмотря на то, что для плазмы

ЕВЧР свойственно распределение отличное от максвелловского. Более того, в областях приэлектродных слоев существуют электронные пучки, идущие от электродов в плазму, что усугубляет ситуацию. Все это отражалось на логарифме электронного зондового тока в областях отрицательных напряжений в виде нескольких прямолинейных участков. Применяя методы для расчёта температуры описанные выше, будет определена некая средняя температура, присущая электронам с погрешностью более 15%. Третий источник ошибки также, как и в первом случае, связан с определением потенциала плазмы. Однако причина погрешности связана не с наличием магнитного поля, а с немаксвелловским электронным распределением, в силу чего вторая производная тока не всегда имела ярко выраженный ноль, что еще уменьшало точность определения потенциала пространства на ~ 3 В. Как и в первом случае, это значительным образом увеличивало ошибку измерения концентрации. Стоит добавить, что, в частности, из-за локализации магнитного поля только на срезе канала, погрешности измерений менялись в зависимости от положения зонда в разрядном канале и за его пределами и рассчитывались для каждой точки отдельно.

Для того, чтобы снизить погрешность определения распределения концентрации плазмы вдоль разрядного канала и иметь возможность проводить измерения при наличии большого магнитного поля, измерялся ионный ток насыщения. Величина ионного тока, поступающего на зонд определяется формулой (2.2.2.6),

$$I_{ion} = e \cdot n_+ \cdot v_+ \cdot S \quad (2.2.2.6)$$

где e – заряд электрона, n_+ - концентрация ионов, v_+ - Бомовская скорость ионов, S – площадь собирающего слоя. Бомовская же скорость пропорциональна квадратному корню из температуры электронов, что показано ниже:

$$v_+ \sim 0.4 \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} \quad (2.2.2.7)$$

где T_e – температура электронов, M – масса иона.

Зондовые и спектральные измерения, которые будут описаны в Главе 3 показали, что температура электронов слабо меняется вдоль разрядного канала и не имеет сильной зависимости от мощности ВЧ генератора. С учетом корневой зависимости можно принять, что величина ионного тока с хорошей степенью точности пропорциональна концентрации плазмы.

2.2.3. Спектральные измерения

Для оценки некоторых параметров плазмы использовались спектральные методы измерений. Для этого была собрана схема, позволяющая определять интенсивность атомарных и ионных линий рабочего газа, в частности, аргона. Эта схема состояла из монохроматора с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), электронным блоком управления и ПК. Посредством зеркала и собирающей линзы изображение наиболее яркой части разряда попадало на щель монохроматора, который управлялся электронным блоком с помощью программы на ПК. Во входные данные программы вносились значения нижней границы диапазона длин волн, верхней границы, шага, а также значение напряжения на фотоэлектронном умножителе. На выходе программа предоставляла зависимость интенсивности спектральных линий в заданном диапазоне и с дискретизацией, равной выставленному шагу от длины волны данных линий. Эта зависимость сохранялась в текстовом формате и в дальнейшем обрабатывалась посредством вспомогательной программы.

Для получения параметров плазмы из интенсивности спектра была выбрана корональная модель разрядной плазмы [49], которая подходила по оценочной величине концентрации плазмы в разрядном канале. В данной модели интенсивность излучения с некоторого возбужденного состояния Z атома газа определяется формулой:

$$I_Z = \sqrt{\frac{2e}{m}} h\nu_Z n_0 n_e \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \sigma_Z(\varepsilon) f(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon \quad (2.2.3.1)$$

где ε , m и e соответственно энергия, масса и заряд электрона, n_0 - концентрация нейтральных атомов аргона, n_e - концентрация электронов, $\sigma_Z(\varepsilon)$ - сечение возбуждения состояния Z атома аргона электронным ударом, а $f(\varepsilon)$ - функция распределения электронов по энергии. ε_0 - минимальная энергия для возбуждения состояния Z , ν_Z - частота излучения при переходе атома из возбужденного состояния Z в основное.

Предполагая, что электроны в разрядном канале имеют максвелловское распределение по энергиям, можно оценить температуру электронов по отношению интенсивности двух выбранных спектральных линий. Так, в работе [98] были приведены отношения интенсивностей различных спектральных линий аргона к линии 420.1 нм в зависимости от температуры электронов. Полученный график представлен на Рисунке 34. В данной работе для оценки температуры использовались отношения линий 419.8 к 420.1 нм и 425.9 к 420.1 нм, поскольку эти линии обладали достаточно большой интенсивностью и были хорошо различимы на фоне шумов. Кроме того, эти линии находятся достаточно близко друг к другу, что позволяет не учитывать различную чувствительность спектрометра к разным длинам волн излучения.

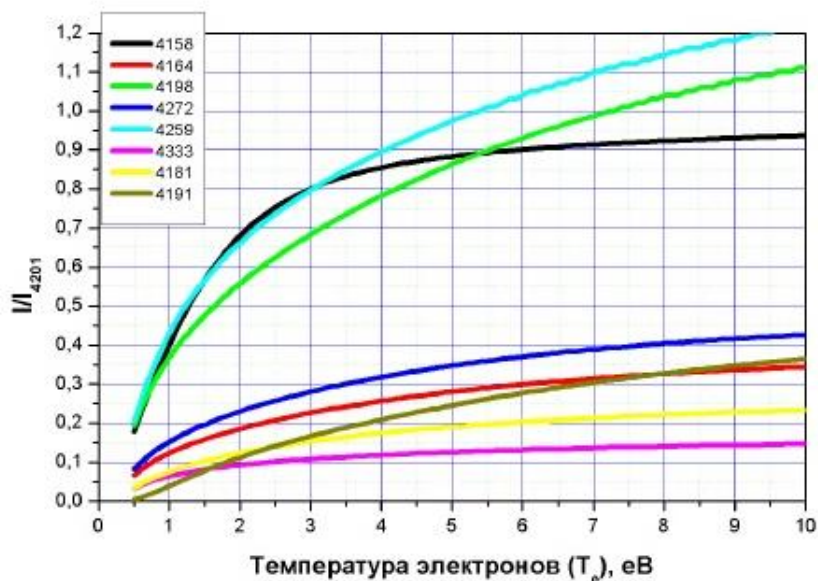


Рисунок 34 - Зависимость отношений интенсивности различных спектральных линий аргона к линии 420.1 нм от температуры электронов.

Рисунок заимствован из работы [98]

2.2.4. Измерения средней энергии ионов с помощью энергоанализатора

Для исследования энергии ионов на выходе из источника плазмы использовался четырехсеточный энергоанализатор, схема которого представлена на Рисунке 35. Энергоанализатор располагался в вакуумной камере непосредственно под разрядным каналом на расстоянии 20 см от него. На таком расстоянии ток на коллектор был достаточно большой, чтобы выделить его на фоне шумов, однако, энергоанализатор находился достаточно далеко, чтобы не вносить возмущение в разряд. Энергоанализатор состоит из 4-х сеток: первая сетка была заземлена, чтобы поля внутри измерителя не выходили наружу и не влияли на разряд, вторая сетка и четвертая были под небольшим отрицательным напряжением (~-30 В) для отталкивания внешних

электронов и электронов, вызванных вторичной ион-электронной эмиссией с коллектора, а на третью сетку подавался задерживающий ионы положительный потенциал с источника постоянного напряжения в диапазоне 0 – 500 В. Средняя энергия ионного потока получалась дифференцированием коллекторного тока по задерживающему напряжению.

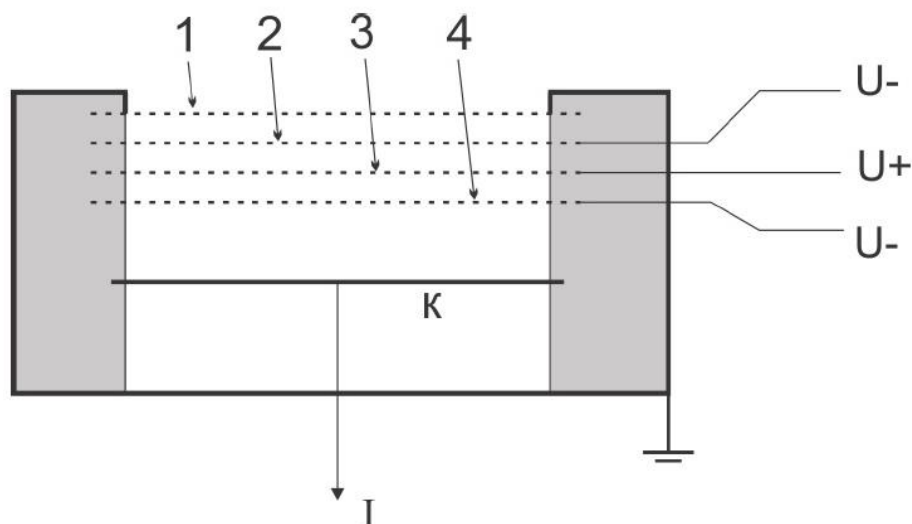


Рисунок 35 - Схема энергоанализатора. К – коллектор, 1 – заземленная сетка, 2, 4 – сетки под отрицательным напряжением, 3 – задерживающая сетка.

Рисунок заимствован из работы [25]

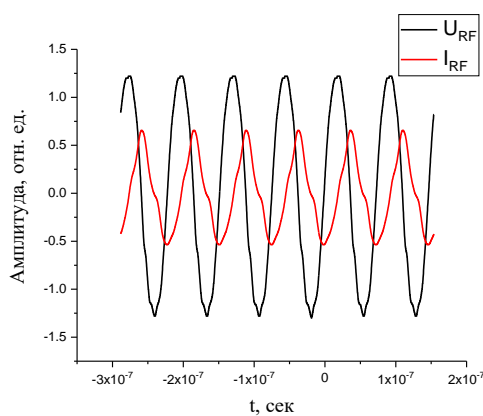
Глава 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1 Зависимость интегральных характеристик разряда от схемы его организации

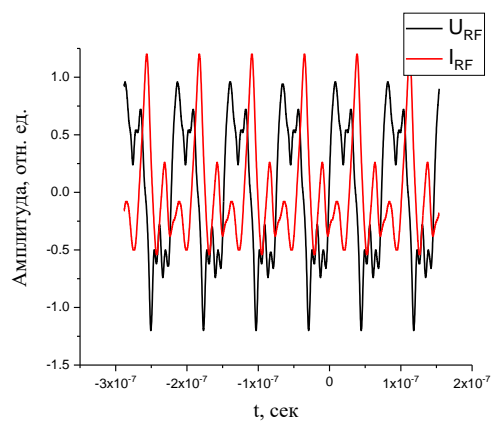
Прежде всего необходимо отметить, что при всех трех рассмотренных схемах организации разряда в прототипе УЗДП разряд легко поджигался и горел без использования накаливаемого или дугового катодов.

3.1.1 Временные зависимости ВЧ напряжения и тока

На Рисунке 36 (а) показаны временные зависимости тока и напряжения, типичные для первой схемы организации разряда, когда электроды разомкнуты по постоянному току. Как видно, зависимость напряжения $U_{RF}(t)$ и тока $I_{RF}(t)$ от времени с хорошей степенью точности описывается законом косинуса. Отметим, что сдвиг фаз между током и напряжением близок к 90 градусам. В случае использования второй схемы организации разряда, когда электроды замкнуты по постоянному току, зависимости $U_{RF}(t)$, $I_{RF}(t)$ являются сильно негармоничными (Рисунок 36 (б)). Фурье-анализ показал, что в спектре $I_{RF}(t)$ присутствуют первая, вторая и третья гармоники, в то время как напряжение в основном представлено первой и, в меньшей степени (50% от первой), третьей гармоникой. На Рисунке 37 показаны зависимости амплитуды трех гармоник тока разряда A_1 , A_2 и A_3 от основной гармоники напряжения. Качественно, зависимости близки друг к другу. В дальнейшем для рассмотрения ВАХ использовалась зависимость $A_1(t)$, которая вносит наибольший вклад в поглощение ВЧ мощности.



(a)



(б)

Рисунок 36 - Временные зависимости тока и напряжения для двух схем подключения: (a) – электроды разомкнуты и (б) – замкнуты по постоянному току.

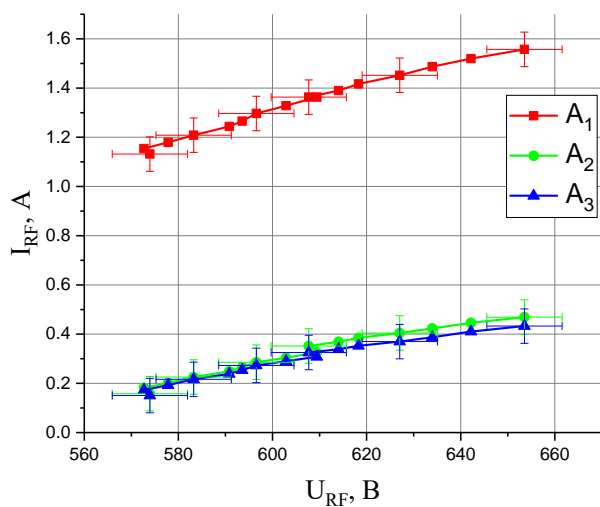


Рисунок 37 - Зависимость 1,2 и 3 гармоник ВЧ тока от основной гармоники ВЧ напряжения. Замкнутая схема. Магнитное поле (B) 180 Гс, частота генератора 13.56 МГц, рабочий газ - аргон

3.1.2 ВАХ разряда

На Рисунке 38 показаны зависимости амплитуды первой гармоники ВЧ тока I_{RF} и сдвига фаз df между ВЧ током и ВЧ напряжением от амплитуды ВЧ напряжения U_{RF} , приложенного к электродам при различных схемах организации разряда.

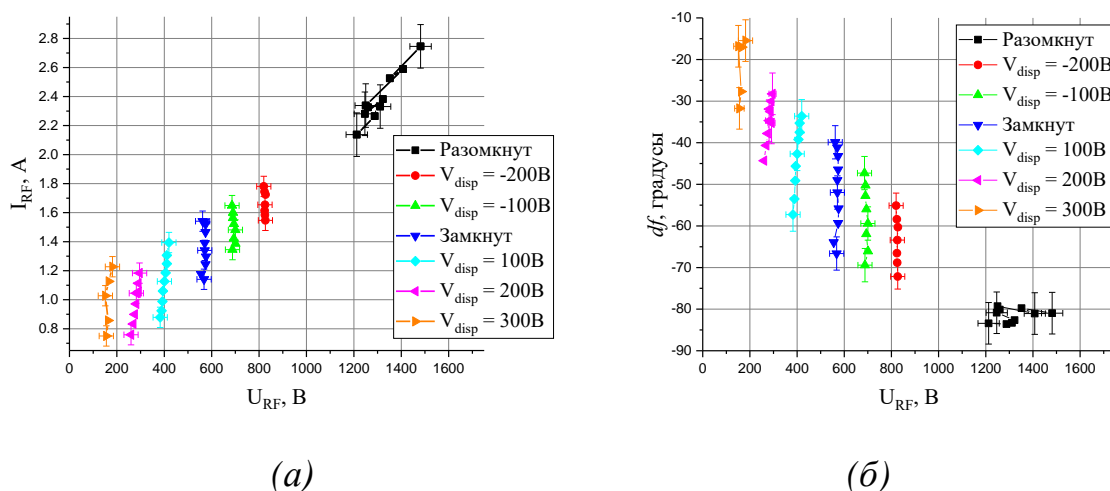


Рисунок 38 - ВАХ разряда (а) с сдвиг фаз между ВЧ током и напряжением (б) для трех схем подключения разряда. $B=180$ Гс, рабочая частота 13.56 МГц, аргон, расход 25 ссст (с замыканием) и 60 ссст (с размыканием)

В рассмотренном диапазоне мощностей ВЧ генератора максимальное ВЧ напряжение на активном электроде достигается в случае, когда электроды разомкнуты по постоянному току. В таком случае напряжение лежит в диапазоне 1200-1500 В, а ток 2 - 2.8 А. Разряд сначала поджигается в α -моду, где основной вклад в ток вносит емкостная составляющая: сдвиг фаз между током и ВЧ напряжением близок к 90 град. Затем, по мере роста U_{RF} , происходит переход разряда в γ -моду, при этом напряжение горения разряда падает, а сдвиг фаз несколько растет.

При замыкании разряда по постоянному току напряжение горения разряда, как и ВЧ ток уменьшаются. Так, амплитудные значения напряжения лежат в диапазоне 550 - 750 В, а значения тока - в диапазоне 1.1 - 1.6 А. Сдвиг фаз между $U_{RF}(t)$ и $I_{RF}(t)$ существенно выше, чем в предыдущем случае. Это указывает на уменьшение доли тока смещения и повышении доли тока проводимости в полном токе. Увеличение I_{RF} при увеличении мощности ВЧ генератора происходит практически при постоянном напряжении между электродами аналогично тому, как это происходит в разряде постоянного тока при нормальном режиме его горения.

Согласно существующим представлениям о физике емкостного ВЧ разряда [65,66,68,99], основное квазистационарное падение потенциала в асимметричном разряде с разомкнутыми по постоянному току электродами сконцентрировано около нагруженного электрода. При этом, рядом с электродом формируется протяженный слой пространственного заряда. Емкость слоя мала и импеданс слоя в значительной степени определяет импеданс всего разряда, поэтому разность фаз между ВЧ током и напряжением незначительно отличается от 90 град. Представление о слое возле нагруженного электрода можно получить, измерив постоянное напряжение на этом электроде. Так, на Рисунке 39 представлена зависимость постоянного напряжения от амплитуды ВЧ напряжения.

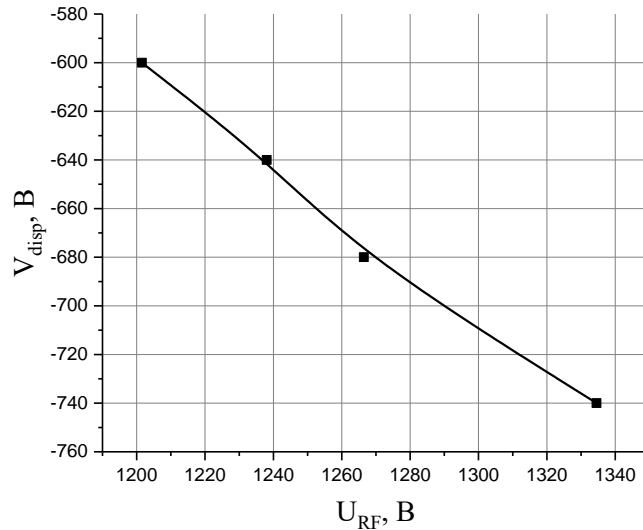


Рисунок 39 - Зависимость постоянного напряжения на нагруженном электроде от амплитуды ВЧ напряжения. Частота 13.56 МГц, $V = 280$ Гс, аргон

В случае замкнутых по постоянному току электродов падение потенциала у нагруженного электрода понижается, импеданс слоя падает и возрастает роль тока проводимости.

Указанные соображения подтверждаются экспериментами с третьей схемой подключения, когда на активный электрод дополнительно подается постоянное смещение потенциала относительно земли. Отрицательное смещение нагруженного электрода сопровождается увеличением падения потенциала в приэлектродном слое, понижением емкости слоя и увеличением емкостной составляющей разряда. При этом межэлектродное ВЧ напряжение и ВЧ ток занимают промежуточное положение между ВАХ разряда с разомкнутыми и замкнутыми электродами.

При подаче положительного относительно земли потенциала на нагруженный электрод наблюдается существенное падение рабочего напряжения и рост ВЧ тока. Обращает на себя внимание, что сдвиг фаз между

ВЧ током и напряжением существенно возрастает и приближается к 0 град. Это свидетельствует об уменьшении размера приэлектродного слоя и падения потенциала в нем. Данные результаты описаны в работе [102]

3.1.3 Энергия ионов в зависимости от схемы организации разряда

Наличие квазистационарного скачка потенциала вблизи среза канала приводит к ускорению ионов в направлении из канала и появлению быстрых ионов в струе. Очевидно, что средняя энергия ускоренных ионов может дать представление о величине скачка потенциала δU . На Рисунке 40 представлена зависимость средней энергии E ионного пучка от подаваемой мощности ВЧ генератора для замкнутого и разомкнутого случая. Так, для разомкнутой схемы средняя энергия не зависит от подаваемой мощности генератора и составляет 25 эВ, для замкнутой – 250 эВ. Таким образом, замыкание электродов по постоянному току в соответствии с физической моделью емкостного ВЧ разряда [65,66] существенно увеличивает квазистационарный потенциал плазмы относительно заземленного электрода. Напомним, что для ВАХ разряда, измеренных при увеличении P_{gen} , характерен рост ВЧ тока при фактически постоянном ВЧ напряжении. Это является причиной отсутствия в пределах погрешности измерений зависимости E от P_{gen} . Необходимо отметить, что в работе [65] говорится, что величина падения приэлектродного потенциала при замкнутых по постоянному току электродах должна быть близка к ВЧ амплитуде напряжения, приложенного к электродам. В настоящих экспериментах получено, что $\delta U \approx 1/2 U_{RF}$.

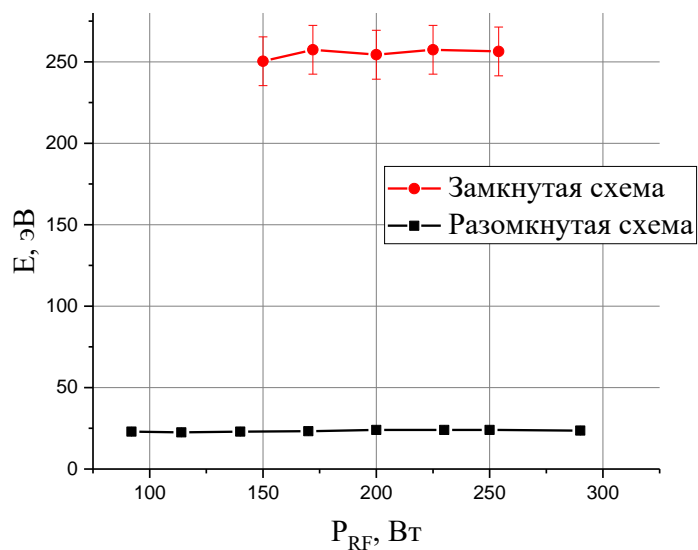


Рисунок 40 - Зависимость средней энергии ионов от подаваемой мощности ВЧ генератора для замкнутого и разомкнутого случая. Магнитное поле 280 Гс, рабочая частота 13.56 МГц, газ - аргон

Подача положительного постоянного смещения V_{disp} на нагруженный электрод сопровождается увеличением энергии ионов. Зависимость средней энергии ионов от величины постоянного напряжения показана на Рисунке 41. Как видно, увеличение напряжения на нагруженном электроде от 0 до 300 вольт сопровождается ростом средней энергии ионов от 250 до 310 эВ. Можно заметить, что прирост энергии ионов ниже, чем подаваемое постоянное напряжение на нагруженный электрод. Это связано с уменьшением ВЧ напряжения, необходимого для поддержания разряда в заданном диапазоне мощности ВЧ генератора. Данный результат был представлен в работе [103]

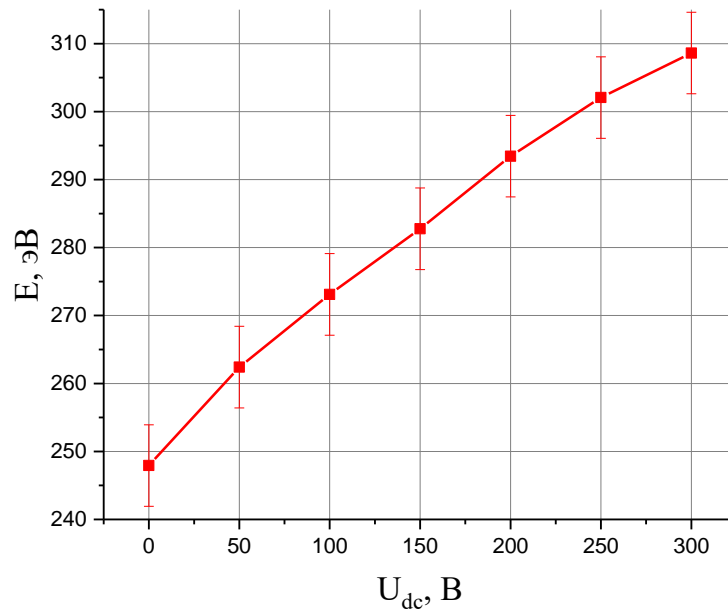


Рисунок 41 - Зависимость средней энергии ионов от величины постоянного напряжения. Рабочий газ - аргон, магнитное поле 280 Гс, рабочая частота 13.56 МГц

3.1.4 Постоянный ток, текущий между электродами, при использовании второй и третьей схем организации разряда

Для ВЧ емкостного разряда с замкнутыми по постоянному току электродами характерен так называемый батарейный эффект [52,55,65,66,68,71,104]. В любом ВЧ емкостном разряде в пределах периода плазма изменяет свое положение - колеблется, попеременно касаясь одного или другого электрода. В случае, когда электроды замкнуты, а площадь электродов сильно различается (асимметричный разряд), плазма никогда не касается электрода большей площади. На него в течение всего периода идет ионный ток, пропорциональный плотности плазмы вблизи электрода. На электрод меньшей площади идет как ионный ток, так и электронный ток,

который с превышением компенсирует ионный ток в момент касания плазмы и электрода. При этом во внешней цепи течет ток I_{dc} от электрода большей площади к электроду меньшей площади. Вблизи электрода большей площади ток переносится ионами, вблизи малого электрода и в плазме – электронами. Ниже, на Рисунке 42 приведена зависимость I_{dc} от мощности ВЧ генератора для случаев замкнутого по постоянному току активного электрода и с подачей постоянного напряжения на активный электрод. Отметим, что по оси абсцисс на графике для большей наглядности отложена вложенная мощность ВЧ генератора P_{input} , а не ВЧ напряжение, т.к. изменение I_{dc} происходит практически при постоянном U_{RF} . Рисунок 42 убедительно показывает, что ток I_{dc} растет не только с увеличением P_{input} , но и V_{disp} . Последнее связано с уменьшением слоя у нагруженного электрода, а также с тем фактом, что в разряд поступает дополнительная мощность от источника постоянного тока.

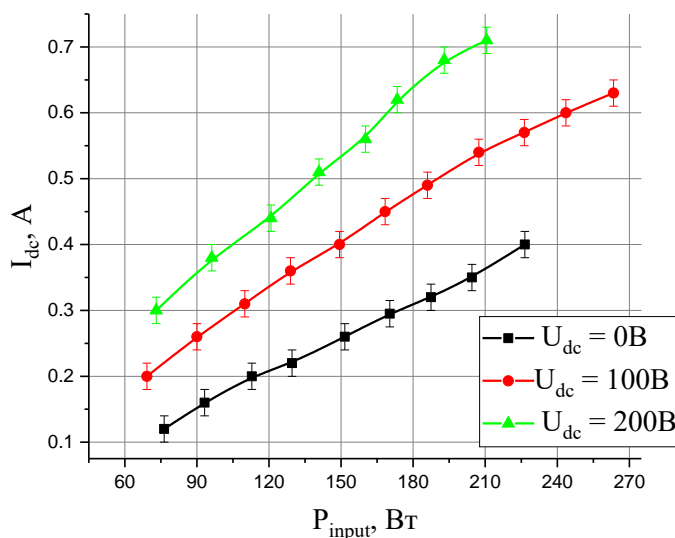
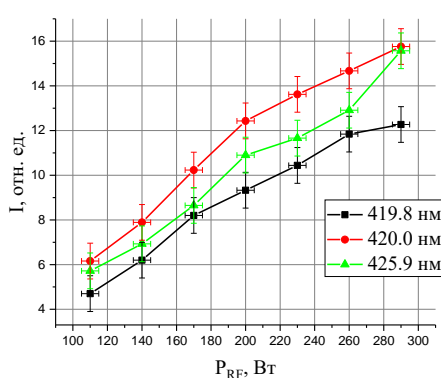


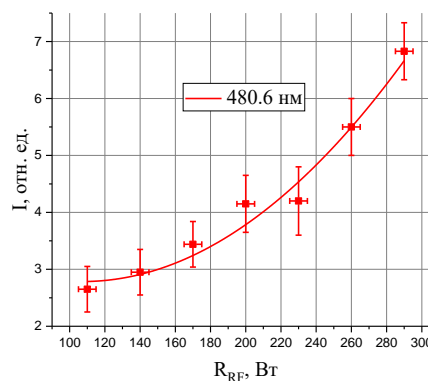
Рисунок 42 - Зависимость постоянного тока от вложенной ВЧ мощности для замкнутого случая (1) и при подаче 100 В (2) и 200 В (3) постоянного напряжения

3.2 Интенсивность свечения плазмы

Естественно предположить, что постоянный ток I_{dc} пропорционален плотности плазмы. Для подтверждения этого положения были измерены зависимости интенсивности свечения атомарных (425.9, 420.0 и 419.8 нм) и ионной (480.6 нм) линий от мощности ВЧ генератора представлены на Рисунке 43 и 44.



(а)



(б)

Рисунок 43 - Зависимость атомарных (а) и ионных (б) линий от мощности ВЧ генератора. Частота генератора 13.56 МГц, $V=280$ Гс, газ - аргон

Рисунок 43 (б) показывает, что для интенсивности ионной линии характерна квадратичная зависимость от мощности ВЧ генератора. Это является следствием высокой степени ионизации газа в канале УЗДП. В этом случае, заселение энергетических уровней иона аргона происходит как в результате ионизации атома аргона с образованием возбужденного иона, так и за счет возбуждения иона [105]. Скорость второго процесса пропорциональна квадрату плотности плазмы.

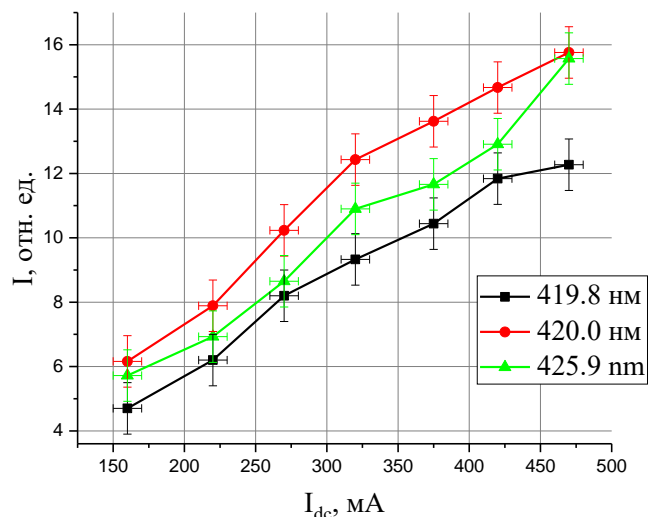


Рисунок 44 - Зависимость интенсивности атомарных линий I от постоянного тока I_{dc} . Частота генератора 13.56 МГц, $V=280$ Гс, газ - аргон

Измерения, представленные на Рисунке 44 показали, что интенсивности атомарных линий сначала линейно растут с мощностью ВЧ генератора, затем начинает появляться тенденция к насыщению. Аналогичное поведение характерно и для I_{dc} . Неудивительно, что интенсивности атомарных линий в пределах погрешности линейно растут с постоянным током. В случае, когда энергетические уровни атомов заселяются в основном прямым электронным ударом, а рассеяются за счет спонтанных радиационных переходов, интенсивность свечения атомарных линий пропорциональна концентрации электронов при условии постоянства температуры электронов [49,98]. Представление о характере изменения температуры быстрых электронов при изменении условий эксперимента можно получить, рассмотрев отношение интенсивности спектральных линий. Зависимость отношения интенсивностей линий 419.8 и 425.9 к интенсивности линии 420.0 нм показана на Рисунке 45. Можно видеть, что в пределах погрешности измерения отношения интенсивностей линий не зависят от P_{gen} . В этом случае факт прямой пропорциональности между интенсивностью свечения атомарных линий и

величинами постоянного тока свидетельствует в пользу того, что обе величины пропорциональны концентрации плазмы.

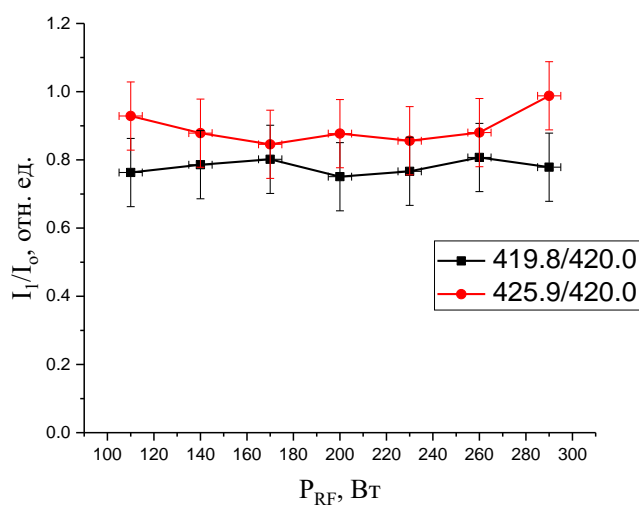
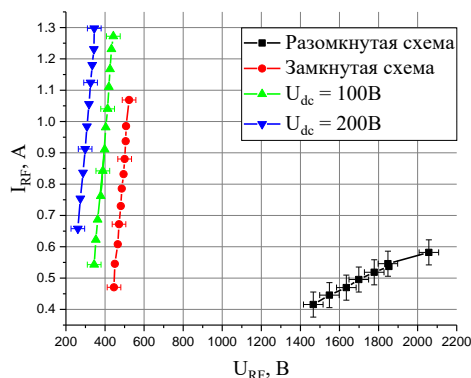


Рисунок 45 - Зависимость отношения интенсивностей линий 419.8 и 425.9 к интенсивности линии 420.0 нм. Частота генератора 13.56 МГц, $V=280$ Гс, газ - аргон

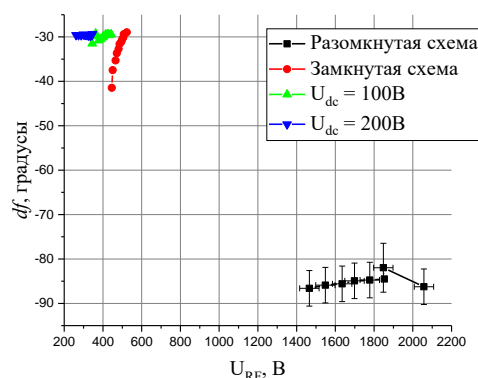
3.3 Влияние рабочей частоты на интегральные характеристики разряда

3.3.1 ВАХ разряда и постоянный ток

Одним из важнейших внешних параметров, который может влиять на свойства ВЧ разряда, является рабочая частота генератора. Представленные выше результаты были получены при работе на частоте 13.56 МГц. Рассмотрим поведение ВАХ для частот 4 и 2 МГц. На Рисунке 46 представлены ВАХ и величины сдвига фаз между ВЧ напряжением и током для разряда, горящего на частоте 4 МГц при трех схемах организации разряда.



(a)

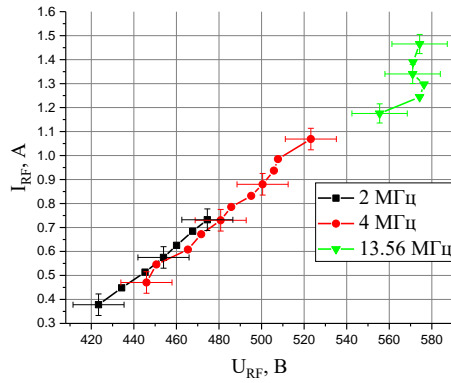


(б)

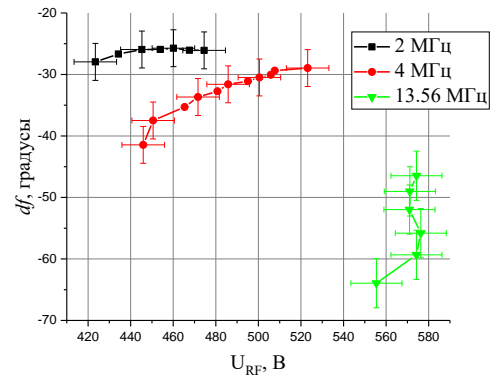
Рисунок 46 - ВАХ разряда (а) и сдвиг фаз между ВЧ током и напряжением (б) для трех схем подключения разряда. $B=210$ Гс. Рабочая частота 4 МГц, газ - аргон

Из графиков видно, что качественно ВАХ близки к измеренным на частоте 13.56 МГц. Наибольшие ВЧ напряжения горения разряда требуются для поддержания разряда при отсутствии замыкания электродов по постоянному току. В случае использования второй и третьей схем организации разряда, когда электроды замкнуты по постоянному току, значения U_{RF} ниже, причем рост положительного смещения нагруженного электрода сопровождается понижением U_{RF} .

На Рисунке 47 в меньшем масштабе по оси абсцисс представлены зависимости $I_{RF}(U_{RF})$ и $df(U_{RF})$ для трех рассмотренных частот 2, 4 и 13.56 МГц для случая разряда с замкнутыми электродами.



(a)



(б)

Рисунок 47 - ВАХ разряда (а) и сдвиг фаз между ВЧ током и напряжением (б) для случая разряда с замкнутыми электродами. $B=210$ Гс. Рабочие частота 2, 4 и 13.56 МГц

Из графика видно, что при использовании одного и того же диапазона мощностей ВЧ генератора, область рабочих ВЧ напряжений смещается в сторону меньших U_{RF} при понижении рабочей частоты. Сдвиг фаз максимален в случае $f=13.56$ МГц и минимален при $f=2$ МГц. Обращает на себя внимание и разный характер зависимости $I_{RF}(U_{RF})$. Если при работе на частоте 13.56 МГц вид ВАХ близок к наблюдаемому при нормальном режиме горения разряда постоянного тока, то при меньших частотах для увеличения ВЧ тока требуется увеличение ВЧ напряжения, что может свидетельствовать о реализации режима, близкого к аномальному режиму горения тлеющего разряда.

Для того, чтобы получить представление о изменении концентрации плазмы, ниже на Рисунке 48 представлен график зависимости разрядного тока от вложенной ВЧ мощности для замкнутой по постоянному току схемы.

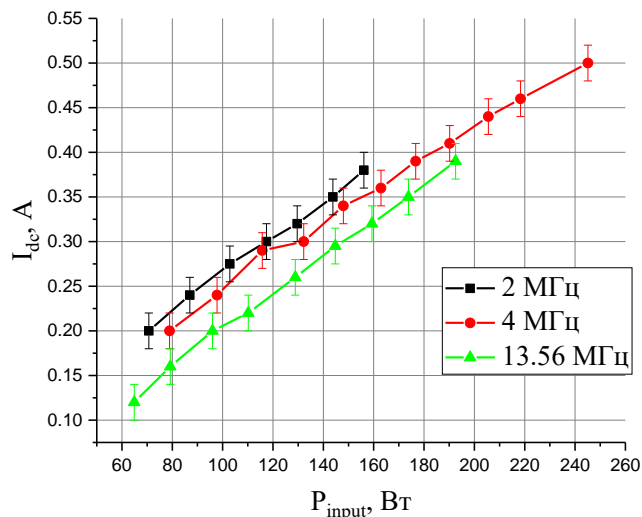


Рисунок 48 - Зависимость разрядного тока от вложенной ВЧ мощности для частоты генератора 2, 4 и 13.56 МГц

Как было показано ранее для частоты 13.56 МГц, на других частотах также наблюдается линейный рост разрядного тока с увеличением вложенной мощности. Величина тока для трех частот приблизительно одинакова, однако заметна небольшая тенденция увеличения постоянного тока с уменьшением рабочей частоты ВЧ генератора.

3.3.2 Энергия ионов в зависимости от частоты ВЧ генератора

Рассмотрим теперь зависимость средней энергии ионов от рабочей частоты ВЧ генератора для того же набора частот: 2, 4 и 13.56 МГц. Поскольку разряд с электродами, разомкнутыми по постоянному току, на частотах менее 13.56 МГц был нестабилен, измерения проводились для замкнутой цепи и при подаче постоянного положительного напряжения. На Рисунке 49 представлен график зависимости средней энергии ионного пучка от подаваемой мощности ВЧ генератора для трех рабочих частот. Зависимость энергии ионов от рабочей частоты описывалась в работе [106]

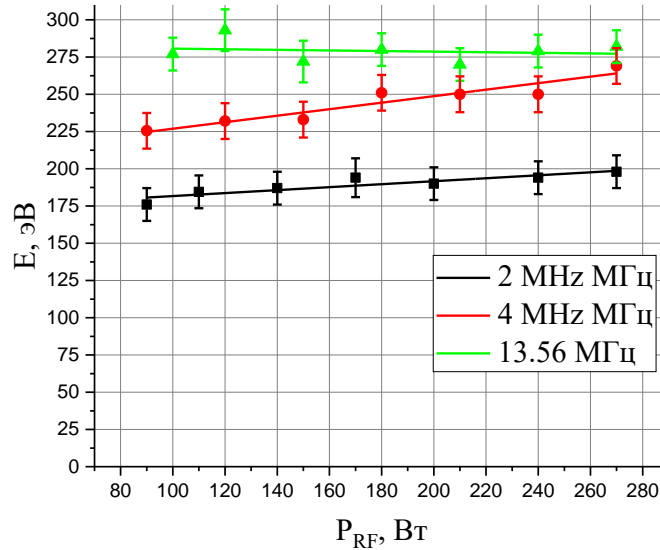
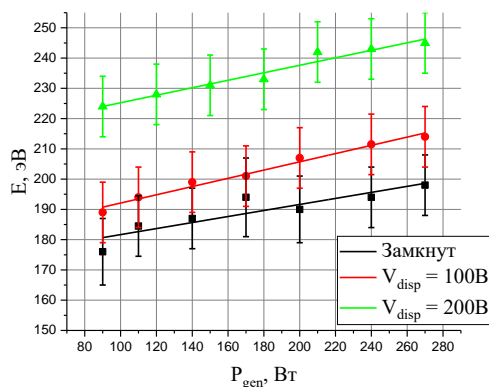


Рисунок 49 - Зависимость средней энергии ионного пучка от подаваемой мощности ВЧ генератора для частот 2, 4 и 13.56 МГц. Замкнутая схема, газ - аргон, $V=140$ Гс

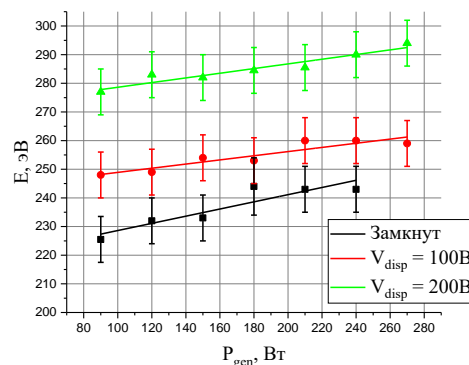
Из Рисунка 49 видно, что с повышением рабочей частоты увеличивается энергия ионного пучка. При этом, для каждой частоты характерна слабая зависимость средней энергии ионов от мощности ВЧ генератора. Рост энергии ионов с повышением частоты можно объяснить, воспользовавшись результатами [66]. Оценки показывают, что при работе на частотах 2 и 4 МГц, частота генератора ω меньше ионной ленгмюровской частоты ω_{oi} . В этом случае импеданс приэлектродных слоев соизмерим с импедансом плазмы и часть потенциала падает в плазменной области. С повышением частоты импеданс плазмы уменьшается, и большая часть потенциала падает в приэлектродном слое, что увеличивает энергию ионного пучка.

Подача постоянного смещения на нагруженный электрод при работе на частоте 13.56 МГц приводит к росту энергии ионов. Это было продемонстрировано ранее на Рисунке 41. Аналогичная тенденция сохраняется и для частот 2 и 4 МГц (см. Рисунки 50 (а) и (б)). Наибольшие

значения при всех V_{disp} наблюдаются при рабочей частоте 13.56 МГц, наименьшие – при работе на частоте 2 МГц.



(а)



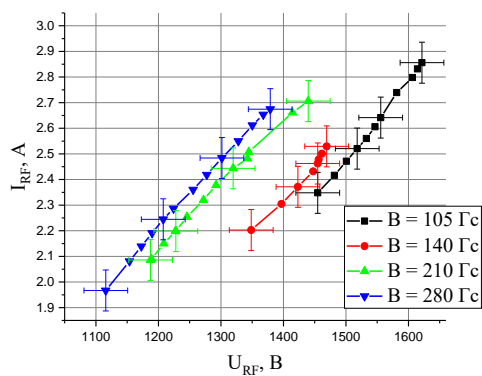
(б)

Рисунок 50 - Зависимость энергии ионов от подаваемой ВЧ мощности для разных величин постоянного напряжения на активном электроде для рабочей частоты 2 МГц (а) и 4 МГц (б)

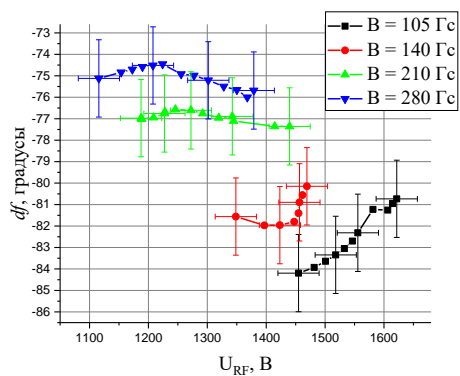
3.4 Влияние индукции внешнего магнитного поля на интегральные характеристики разряда

3.4.1 ВАХ разряда

На Рисунке 51 показаны зависимости амплитуды ВЧ тока I_{RF} и сдвига фаз df от напряжения между электродами U_{RF} для случая, когда электроды разомкнуты по постоянному току. Рост индукции внешнего магнитного поля сопровождается смещением области рабочих ВЧ напряжений в сторону меньших значений U_{RF} .



(а)



(б)

Рисунок 51 - ВАХ разряда (а) и сдвиг фаз между ВЧ током и напряжением (б) при различных значениях индукции внешнего магнитного поля. Случай разомкнутых по постоянному току электродов. Рабочая частота 13.56 МГц

На Рисунке 52 показаны зависимости амплитуды ВЧ тока I_{RF} и сдвига фаз df от напряжения между электродами для случая, когда электроды замкнуты по постоянному току.

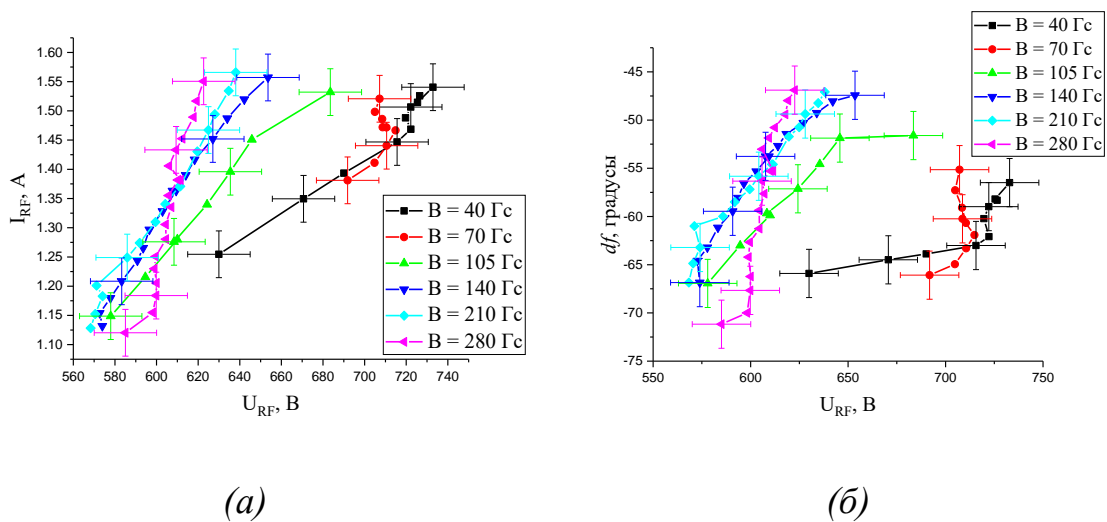


Рисунок 52 - ВАХ разряда (а) с сдвиг фаз между ВЧ током и напряжением (б) при различных значениях индукции внешнего магнитного поля. Случай замкнутых по постоянному току электродов. Рабочая частота 13.56 МГц, газ - аргон

При малых значениях B разряд поджигается в α - моде. По мере роста U_{RF} разряд переходит в γ - моду. При этом напряжение горения сначала уменьшается, и дальнейший рост тока происходит при увеличении ВЧ напряжения между электродами. Одновременно начинает увеличиваться разность фаз, указывая на повышение роли тока проводимости. Увеличение индукции магнитного поля сопровождается смещением области существования разряда в область меньших U_{RF} . Начиная с $B = 105$ Гс, α - мода разряда при рассмотренных мощностях ВЧ генератора не наблюдается, и ВЧ ток резко растет при увеличении U_{RF} при всех рассмотренных P_{gen} . Начиная с $B = 140$ Гс, значения I_{RF} и df слабо зависят от величины магнитного поля. Данные результаты представлены в работе [102]

3.4.2 Средняя энергия ионов и постоянный ток

Влияние магнитного поля на среднюю энергию ионов различных газов представлено ниже на Рисунке 53. Как видно, средняя энергия ионов слабо зависит от индукции магнитного поля: можно наблюдать небольшую тенденцию к уменьшению энергии ионного пучка при увеличении B . Данная тенденция связана с уменьшением амплитуды ВЧ напряжения U_{RF} , что в свою очередь уменьшает потенциал плазмы и энергию ионов. Влияние магнитного поля на энергию ионов было описано в работе [106]

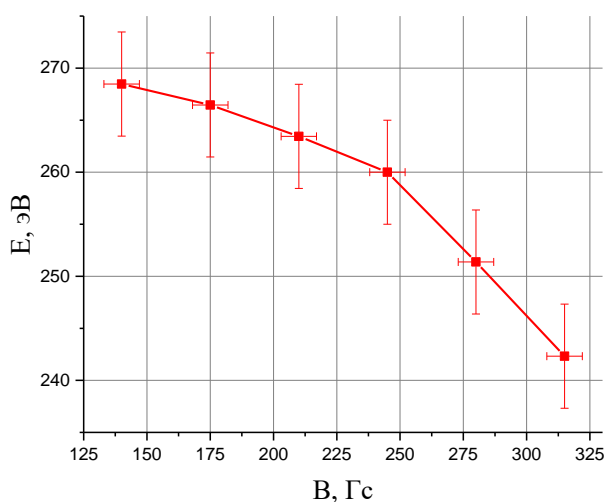


Рисунок 53 - Зависимость энергии ионов от величины магнитного поля.

Частота ВЧ генератора 13.56 МГц, рабочий газ аргон

Рассмотрим теперь вопрос влияния внешнего магнитного поля на плотность плазмы. Как уже упоминалось ранее, постоянный ток I_{dc} может отображать концентрацию плазмы, поэтому, рассмотрим его зависимость от величины магнитного поля B . Такая зависимость представлена на Рисунке 54.

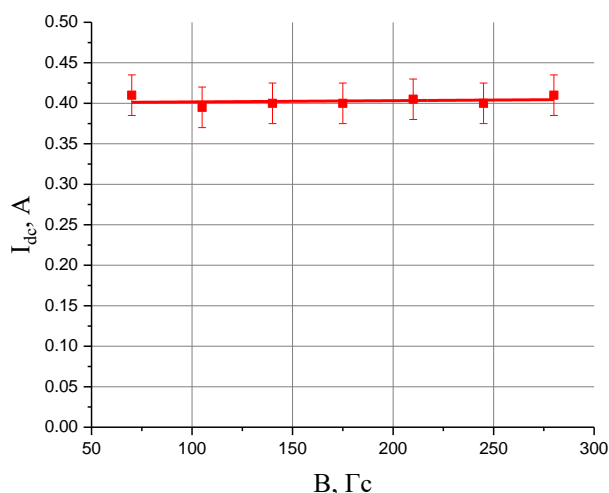


Рисунок 54 - Зависимость разрядного тока от величины магнитного поля. Частота ВЧ генератора 13.56 МГц, рабочий газ аргон, мощность ВЧ генератора 200 Вт

Из графика видно, что постоянный ток, а, следовательно, и концентрация плазмы, не зависит от величины магнитного поля. Стоит отметить, что данная кривая была снята в пределах одного режима горения разряда.

3.5 Локальные параметры плазмы

3.5.1 Локальные параметры плазмы в зависимости от схемы подключения

Рассмотрим теперь данные, полученные с помощью зондовых методов, а именно, с помощью зонда Ленгмюра. Поскольку неотъемлемой частью исследуемого разряда является радиальное магнитное поле, которое может влиять на электронную ветвь зондовой кривой, то приоритет отдавался исследованию ионного тока насыщения i_+ . Величина ионного тока пропорциональна концентрации электроны и корню из температуры

электронов. Предполагая, что температура электронов слабо зависит от продольной координаты, можно с хорошей степенью точности считать, что i_+ пропорционален концентрации плазмы. Таким образом, зная аксиальное распределение ионного тока, можно получить представление о распределении плотности плазмы вдоль разрядного канала. Начнем рассмотрение результатов со сравнения распределения ионного тока вдоль разрядного канала для трех схем организации разряда: разомкнутой схемы по постоянному току, замкнутой и при подаче на активный электрод положительного и отрицательного постоянного напряжения. Соответствующий результат представлен на Рисунке 55, где по оси абсцисс отложена продольная координата L . Нулевая координата соответствует положению среза канала, отрицательные числа – координаты соответствуют положениям зонда внутри канала, положительные – снаружи. Нагруженный электрод располагается в глубине канала на расстоянии 3.5 см от среза канала (координата -3.5 см). Измеряемая область составила от -3 до 3 см.

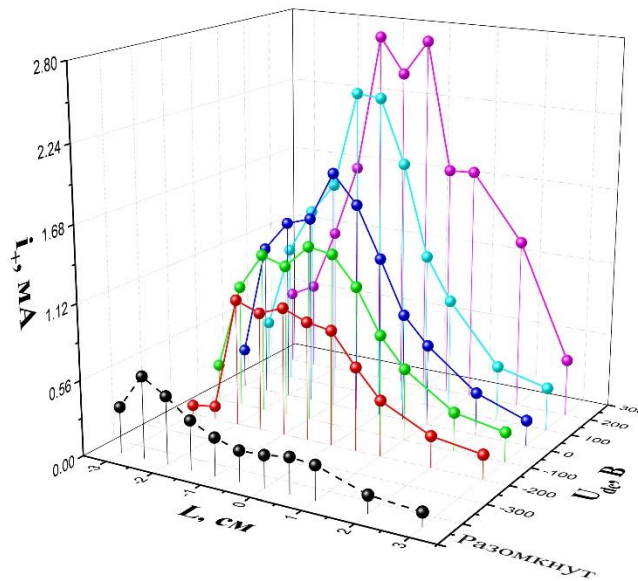


Рисунок 55 - Аксиальные распределения зондового ионного тока насыщения, измеренные при различных значениях постоянного смещения нагруженного электрода. Черная пунктирная кривая – аксиальное распределение ионного тока, измеренное в схеме с разомкнутыми по постоянному току электродами. Нулевая координата по L соответствует положению среза канала, отрицательные числа – координаты соответствуют положениям зонда внутри канала, положительные – снаружи. Нагруженный электрод располагается в глубине канала на расстоянии -3.5 см от среза канала

В случае использования схемы с разомкнутыми по постоянному току электродами аксиальное распределение $i_+(L)$ имеет вид, типичный для γ -режима емкостного ВЧ разряда, а именно, наблюдаются два максимума ионного тока вблизи локализации квазистационарных скачков потенциала. Основной максимум ионного тока лежит вблизи нагруженного электрода, где сосредоточено основное падение квазистационарного потенциала. Вблизи среза канала максимум ионного тока существенно меньше. Здесь дополнительным фактором, повышающим концентрацию электронов, а, следовательно, и ионный ток вблизи среза канала, является радиальное

магнитное поле, которое сопровождается появлением азимутального дрейфа электронов, увеличением их времени жизни в разряде и повышением интенсивности ионизации.

В схеме с замкнутыми электродами увеличивается падение квазистационарного потенциала у заземленного электрода, и основной максимум ионного тока смещается в область среза канала, где локализовано радиальное магнитное поле. Обращает на себя внимание, что при использовании этой схемы организации разряда значения ионного тока выше, чем при использовании первой схемы. Предполагая, что температура электронов при переходе от первой схемы организации разряда ко второй, не претерпевает существенных изменений, можно сделать вывод, что при замыкании электродов по постоянному току концентрация электронов возрастает. При подаче отрицательного смещения на нагруженный электрод распределения $i_+(L)$ приближаются к измеренным при использовании схемы с разомкнутыми электродами $i_+^*(L)$. Чем больше по абсолютной величине отрицательный потенциал, тем ближе $i_+(L)$ к $i_+^*(L)$. При наличии положительного смещения на нагруженном электроде, локальный максимум у нагруженного электрода существенно уменьшается, а локальный максимум у среза канала растет. Более того, область основного максимума ионного тока расширяется в область за срезом канала. Абсолютные значения ионного тока увеличиваются с ростом V_{disp} . Это происходит, во-первых, в результате уменьшения падения потенциала в слое у нагруженного электрода, а, во-вторых, за счет вложения в разряд дополнительной мощности от источника постоянного тока.

Аналогичные зависимости получаются при расчете концентрации плазмы через электронную ветвь зондовой кривой. В частности, на Рисунке 56 представлено распределение плотности плазмы вдоль разрядного канала для двух схем подключения: с замыканием нагруженного электрода по постоянному току и с подачей постоянного напряжения смещения 50 и 100 В.

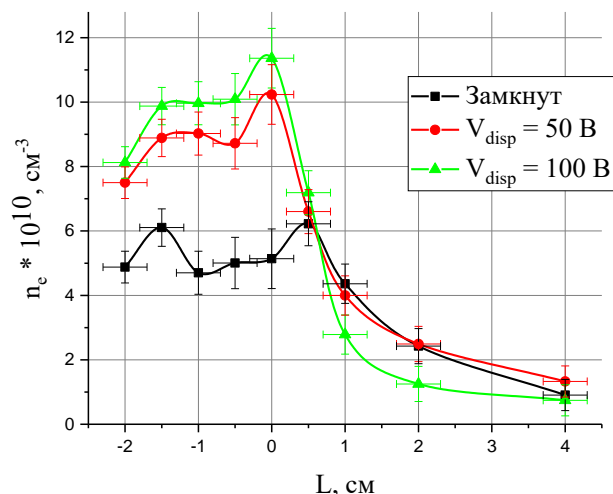
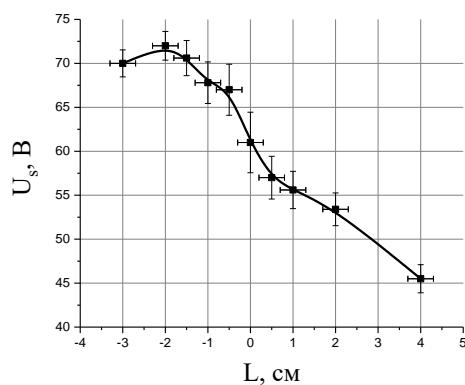


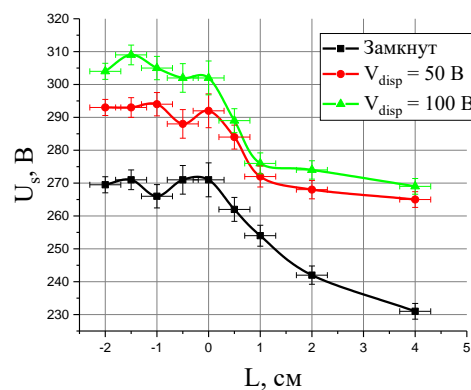
Рисунок 56 - Аксиальное распределение концентрации плазмы для разных постоянных напряжений смещения

В замкнутом случае максимальная концентрация плазмы составляла $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, дополнительные 100 В постоянного напряжения увеличивали эту концентрацию до $1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

С помощью зонда Ленгмюра можно определить не только концентрацию плазмы, но и потенциал пространства, который напрямую связан с энергией ионного пучка. На Рисунке 57 представлены распределения потенциала пространства для разомкнутой схемы (а) и замкнутой по постоянному току схемы с дополнительной подачей положительного напряжения (б). Для разомкнутой схемы потенциал плазмы внутри канала составил 70 В. При замыкании он увеличился до 270 В. Приложенное постоянное напряжение дополнительно увеличивает потенциал до 310 В при подаче 100 В постоянного напряжения. Качественно, характер кривой схож с распределением плотности плазмы, а именно, максимальное значение наблюдается внутри разрядного канала и спадает за его пределами.



(a)



(б)

Рисунок 57 - Аксиальное распределение потенциала для разомкнутой схемы (а) и замкнутой по постоянному току схемы с дополнительной подачей положительного напряжения (б). 150 ватт, $B = 100$ Гс, газ - аргон, расход газа - 25 сссм

3.5.2 Локальные параметры плазмы в зависимости от подаваемой ВЧ мощности

Увеличение плотности плазмы может достигаться не только замыканием активного электрода по постоянному току и подачей положительного напряжения, но и увеличением мощности ВЧ генератора. Так, на Рисунках 58 и 59 представлены распределения ионного тока вдоль разрядного канала при различных подаваемых мощностях ВЧ генератора для замкнутого и разомкнутого по постоянному току случаев соответственно.

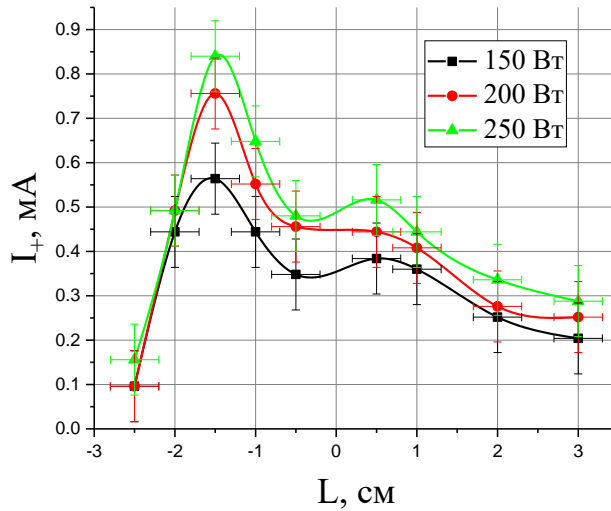


Рисунок 58 - Распределение ионного тока насыщения вдоль разрядного канала для разных мощностей ВЧ генератора. Разомкнутая схема, частота генератора 13.56 МГц, $B = 280$ Гс, газ - аргон

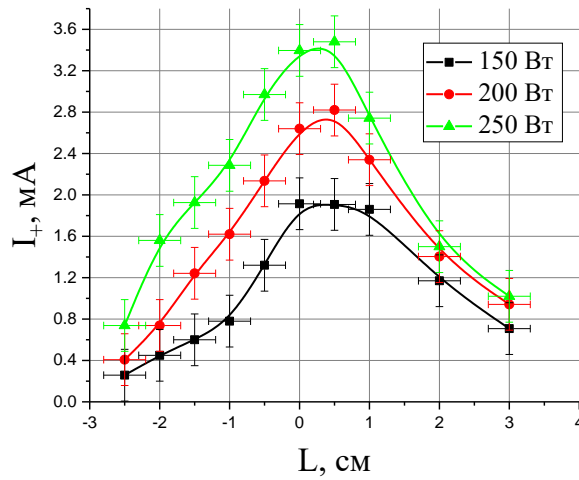


Рисунок 59 - Распределение ионного тока насыщения вдоль разрядного канала для разных мощностей ВЧ генератора. Замкнутая схема, частота генератора 13.56 МГц, $B = 280$ Гс, газ - аргон

Видно, что при увеличении мощности со 150 до 250 Вт возрастает ионный ток насыщения на всем измеряемом участке. При этом характер кривых остается неизменным.

3.5.3 Локальные параметры плазмы в зависимости от величины внешнего магнитного поля

Значительно слабее на плотность ионного тока влияет величина внешнего радиального магнитного поля. Соответствующие распределения ионного тока показаны на Рисунке 60.

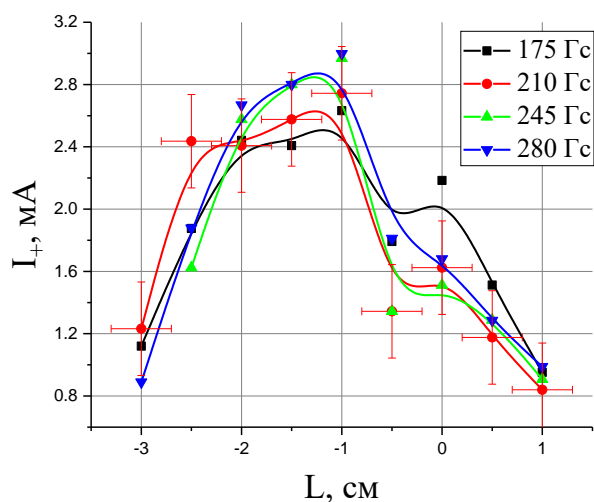


Рисунок 60 - Распределения ионного тока вдоль разрядного канала для разных величин магнитного поля. Частота ВЧ генератора 13.56 МГц (200 Вт), рабочий газ аргон, замкнутая схема подключения разряда

Из графика следует, что плотность плазмы почти не зависит от величины магнитного поля во всем разрядном канале, что подтверждают ранее проведенные исследования. Результаты измерений локальных параметров плазмы были представлены в работе [107]

Другим подтверждением независимости плотности плазмы от индукции магнитного поля в диапазоне 120-300 Гс могут стать спектроскопические измерения. Так, была исследована зависимость интенсивности атомарных и ионных спектральных линий от величины индукции магнитного поля. Аналогично изучению зависимости постоянного тока от мощности ВЧ генератора, посредством спектроскопии сначала была получена зависимость отношений атомарных спектральных линий от величины магнитного поля. Как и ранее, целью данного результата является определение характера изменения температуры электронов при увеличении индукции магнитного поля. Данная зависимость представлена на Рисунке 61. Видно, что в пределах погрешности отношения интенсивностей линий 419.8 и 425.9 нм к интенсивности линии 420.0 нм остается постоянной. Таким образом, можно считать, что интенсивность атомарных линий пропорциональна концентрации плазмы.

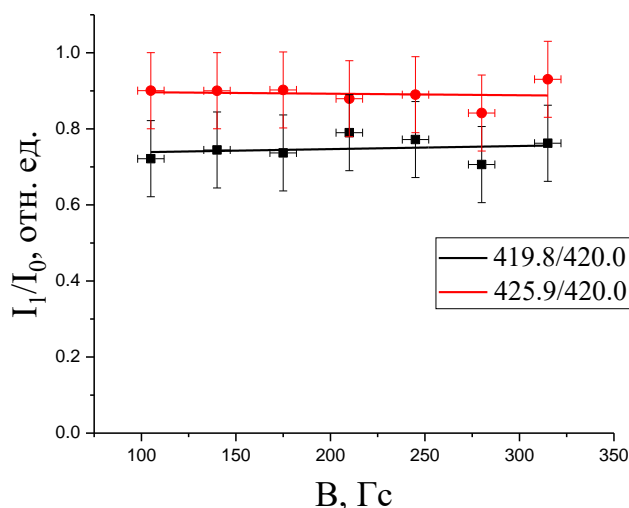


Рисунок 61 - Отношения интенсивностей линий 419.8 и 425.9 нм к интенсивности линии 420.0 нм в зависимости от величины магнитного поля

На Рисунке 62 представлена зависимость интенсивностей спектральных линий 419.8, 420.0 и 425.9 нм от индукции магнитного поля. Видно, что с

увеличением магнитного поля происходит несущественный спад интенсивности спектральных линий. Визуально наблюдается, что при небольших значениях магнитного поля присутствует азимутальная неоднородность, представленная как чередование ярких и тусклых участков вдоль азимута. Увеличение магнитного поля ликвидирует эту неоднородность, делая разряд равномерным, уменьшая интенсивность ярких участков и увеличивая тусклых. А поскольку изначально спектрометр был настроен на яркий участок, то при увеличении магнитного поля уменьшение интенсивности излучения этого участка является вполне логичным. С учетом неизменности постоянного тока можно утверждать, что величина магнитного поля слабо влияет на концентрацию плазмы.

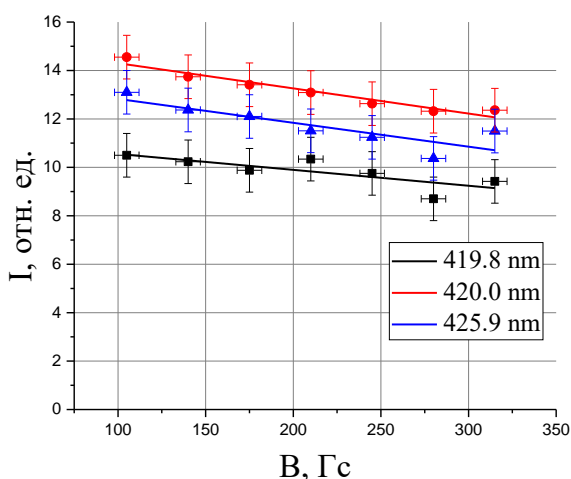


Рисунок 62 - Зависимость интенсивностей спектральных линий 419.8, 420.0 и 425.9 нм от индукции магнитного поля

Однако, стоит отметить, что увеличение магнитного поля приводит к стабилизации разряда и к более однородному азимутальному распределению плазмы. Такое влияние наибольшим образом проявляется при малых значениях магнитных полей, менее 150 Гс.

3.6 Характеристики двигателя на основе емкостного ВЧ разряда с радиальным магнитным полем

Для того, чтобы получить представление о перспективности использования источника плазмы работающем на ЕВЧР в геометрии СПД при наличии радиального магнитного поля в качестве электрического ракетного двигателя были измерены средняя энергия ионов и постоянный ток для различных рабочих газов в зависимости от мощности ВЧ генератора. Соответствующие измерения представлены на Рисунке 63 и 64.

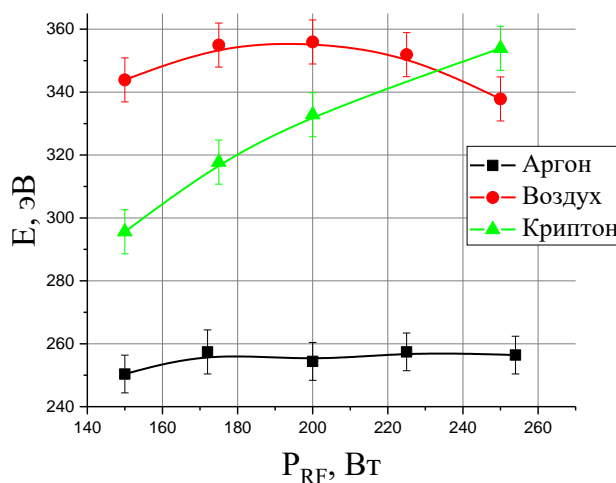


Рисунок 63 - Зависимость средней энергии ионного пучка от мощности ВЧ генератора для рабочих газов аргон, криптон и воздух. Частота генератора 1356 МГц, $B = 140$ Гс

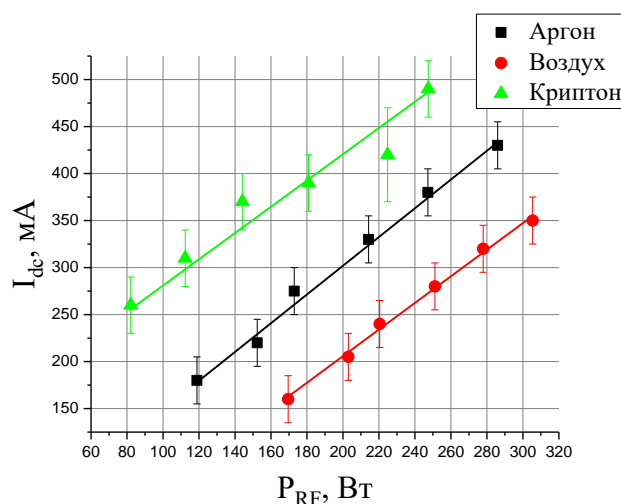


Рисунок 64 - Зависимость постоянного тока от мощности ВЧ генератора для рабочих газов аргон, криптон и воздух. Частота генератора 1356 МГц, $B = 140$ Гс

Из графиков на Рисунке 63 видно, что наибольшая энергия ионов достигается на рабочем газе криптон и воздух и составляет около 350 эВ. Поскольку в настоящее время активно ведутся разработки ЭРД, работающих на воздухе, данный результат указывает на перспективность применимости данного источника при полетах на низких околоземных орбитах. Влияние рода газа на энергию ионов было описано в работе [106].

Максимальный ток был получен на рабочем газе криптон, минимальный – на воздухе. Данный результат вполне закономерен и объясняется различием в потенциале и сечении ионизации газа.

Для того, чтобы можно было сравнить параметры данного источника с действующими ЭРД были рассчитаны соответствующие характеристики, такие как величина потребляемой мощности для извлечения 1 ампера тока и КПД двигателя. Стоит отметить, что это энергетический КПД, а не тяговый, который приводится в паспорте ЭРД. Тяговый КПД определить достаточно сложно, поскольку надо учитывать угловой разлет ионов на выходе из источника. Рассмотренные характеристики представлены в Таблице 1.

Рабочий газ	Воздух	Аргон	Криптон
Ватт/Ампер	890	660	460
Энергия, эВ	350	255	350
КПД	37%	38%	65%

Таблица 1 - Характеристики ЕВЧР двигателя для различных рабочих газов

Глава 4. Импеданс разряда

Измеренные ВАХ $I_{RF}(U_{RF})$ и значения сдвига фаз между ВЧ током и ВЧ напряжением $df(U_{RF})$ позволяют рассчитать действительные $Re(Z_d)$ и мнимые $Im(Z_d)$ части импеданса разряда Z_d при рассмотренных внешних условиях его горения.

4.1 Действительные и мнимые части импеданса разряда в зависимости от схемы организации разряда

Действительные и мнимые части импеданса разряда, полученные в экспериментах с различными схемами организации разряда, представлены на Рисунке 65.

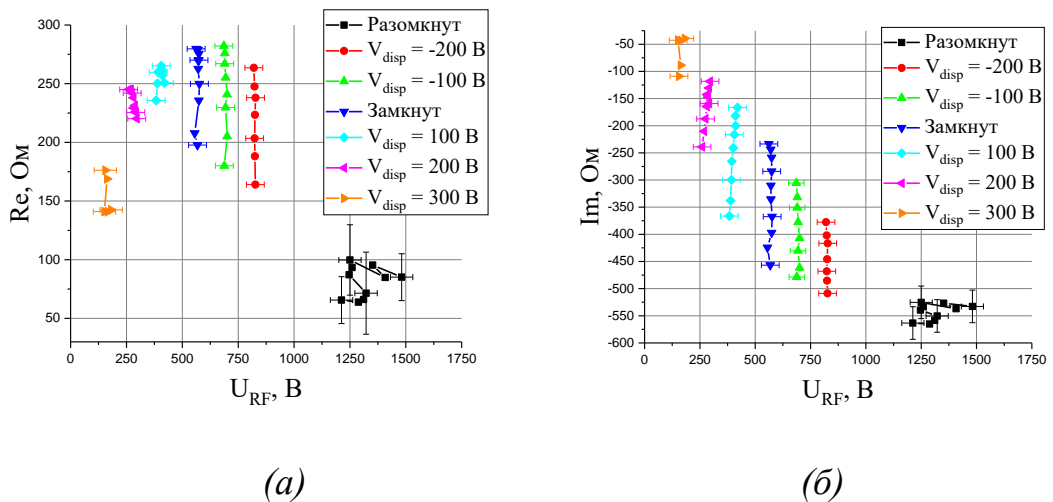


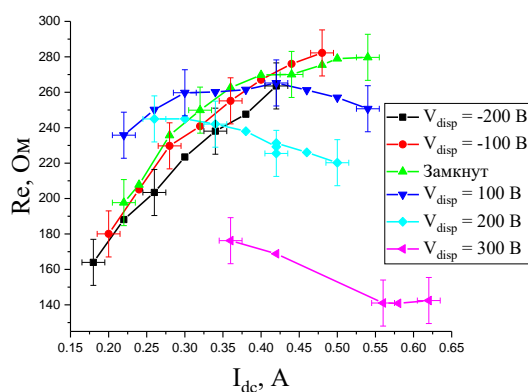
Рисунок 65 - Действительная (а) и мнимая (б) части импеданса в зависимости от ВЧ напряжения, приложенного к электродам. Частота генератора 13.56 МГц, $B = 210$ ГС

В случае разряда с разомкнутыми электродами действительная часть импеданса не превышает 100 Ом, в то время как абсолютная величина мнимой части лежит в диапазоне 600 – 650 Ом. Не удивительно, что в этом случае ток смещения, текущий через разрядный промежуток, существенно превосходит ток проводимости.

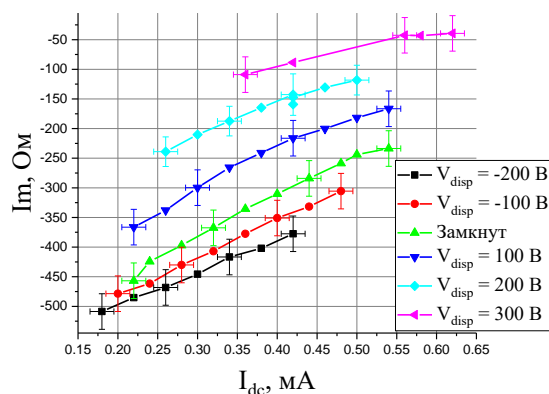
При замыкании разряда по постоянному току абсолютные величины действительной и мнимой части импеданса растут и приближаются друг к другу. Здесь доля тока проводимости существенно выше, чем в предыдущем случае.

Подача отрицательного смещения приводит к тривиальным результатам: значения действительной и мнимой частей импеданса занимают промежуточное положение между $Re(Z)$ и $Im(Z_d)$, характерных для первой и второй схем организации разряда. Чем больше величина отрицательного смещения электрода, тем сильнее результаты приближаются к случаю разряда с разомкнутыми по постоянно току электродами. При положительном смещении электрода ситуация более интересная. Рост величины смещения сопровождается монотонным уменьшением мнимой части, а вот действительная часть импеданса с ростом V_{disp} ведет себя немонотонно. Максимальное значение $Re(Z)$ наблюдается при $V_{disp} = 100\text{В}$, оно достигает 280 Ом. Увеличение V_{disp} выше 100 В сопровождается падением действительной части импеданса. По-видимому, падение связано с увеличением концентрации плазмы и падением ее активного сопротивления. Влияние схемы организации разряда на импеданс разряда было описано в работе [102]

В теоретических работах [1,33] поведения $Re(Z)$ и $Im(Z)$ обычно анализируются с физической точки зрения, рассматривая их зависимость от концентрации плазмы. В связи с этим на Рисунке 66 показаны зависимости $Re(Z_d)$ и $Im(Z_d)$ от тока I_{dc} .



(a)



(б)

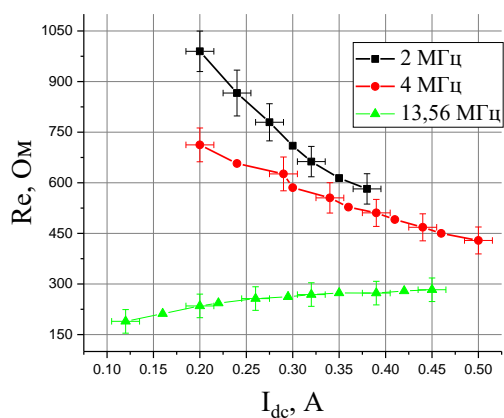
Рисунок бб - Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от I_{dc} для 2 и 3-й схем подключения

Интересно, что в случае замкнутых по постоянному току электродов зависимость действительной части импеданса от постоянного тока, текущего во внешней цепи разряда (концентрации электронов), насыщается с ростом I_{dc} . При подаче отрицательного смещения на нагруженный электрод область токов I_{dc} сужается со стороны больших значений, и область насыщения зависимости $Re(I_{dc})$ не наблюдается. Напротив, при подаче положительного смещения на нагруженный электрод зависимость $Re(I_{dc})$ становится немонотонной, причем положение максимума смещается в область меньших значений тока I_{dc} . Так, в режиме разряда, при котором на активный электрод подается +100 В, действительная часть проходит через максимум при 0.3- 0.4 А. При увеличении V_{disp} до 200 В, кривая смещается влево и максимум достигается при 0.25 – 0.3 А. При V_{disp} до 300 В положение максимума, по-видимому, лежит вне рассмотренной области I_{dc} .

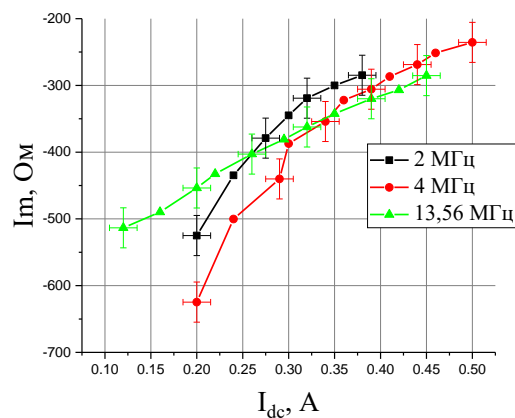
Мнимая часть импеданса монотонно увеличивается с ростом I_{dc} и U_{dc} .

4.2 Действительные и мнимые части импеданса разряда в зависимости от рабочей частоты

Зависимость мнимой и действительной части импеданса представлены на Рисунке 67. Рассматривая активное сопротивление можно сказать, что область насыщения осталась за пределами диапазона разрядного тока для всех исследуемых частот. Однако предполагаемое положение максимума различно для разных частот. Так, как уже упоминалось, для частоты 13.56 МГц максимум активного сопротивления лежит в области больших разрядных токов, справа. Понижение частоты смещает этот максимум в сторону меньших концентраций. При этом происходит увеличение абсолютного значения сопротивления, максимальное значение которого составляло порядка 1000 Ом и реализовывалось на частоте 2 МГц.



(а)



(б)

Рисунок 67 - Зависимость действительной части импеданса (а) и мнимой части (б) от величины постоянного тока для частоты генератора 2, 4 и 13.56 МГц

С ростом постоянного тока мнимые части импеданса имеют тенденцию к насыщению. Так, при увеличении I_{dc} сначала насыщается $Im(Z)$, полученная при работе на частоте 2 МГц, затем на частотах 4 и 13.56 МГц. По абсолютным величинам мнимая часть импеданса близка для всех исследуемых частот.

4.3 Зависимость $Re(Z)$ и $Im(Z)$ от индукции внешнего магнитного поля

На Рисунке 68 показаны зависимости действительной и мнимой части импеданса от разрядного тока I_{dc} . Можно видеть, что, как для действительной, так и для мнимой частей импеданса характерна слабая зависимость от индукции внешнего магнитного поля при условии, что $B > 100$ Гс. При меньших величинах магнитного поля разряд теряет стабильность и однородность и переходит в несимметричный по азимуту режим горения, что отражается на поведении действительной и мнимой частях импеданса. Данные результаты представлены в работе [102]

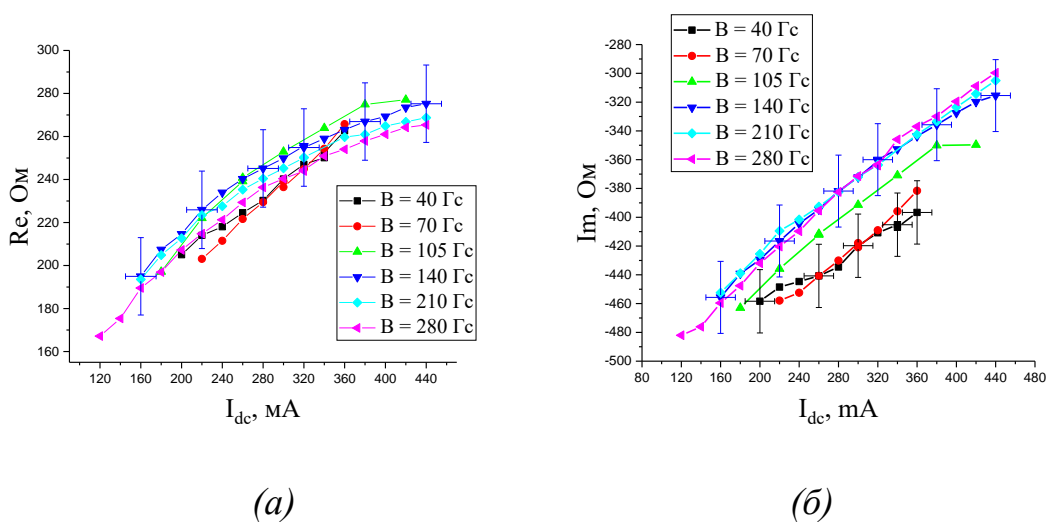


Рисунок 68 - Зависимость действительной (а) и мнимой части (б) импеданса от разрядного тока для различных величин магнитного поля

4.4 Оценка импеданса разряда на основании классических представлений о проводимости плазмы

4.4.1 Эквивалентная схема

Для численного расчета импеданса разряда на основе классической проводимости плазмы была использована эквивалентная схема ЕВЧР [65,66]. Разрядная цепь состоит из емкостей приэлектродных слоев C_{sh1} и C_{sh2} , сопротивления R_p , определяющего сопротивление разряда, где присутствует азимутальный дрейф электронов, и реактивного элемента C_p , который появляется вследствие наличия мнимой части проводимости плазмы. Далее, при разработке схемы были учтены особенности организации разряда. В случае замкнутых по постоянному току электродов параллельно разрядному промежутку был включен дроссель. Учтено также наличие паразитных емкости между активным электродом и землей C_4 и распределенной емкости: между плазмой и металлическими стенками камер, которая в эквивалентной представлена сосредоточенной емкостью C_2 . Предлагаемая эквивалентная схема разряда представлена на Рисунке 69.

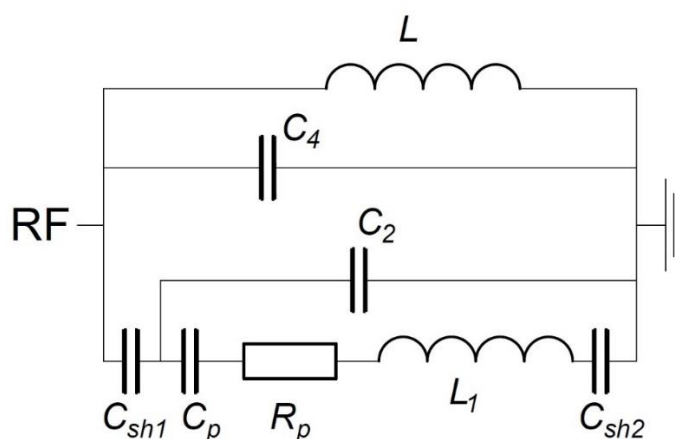


Рисунок 69 - Эквивалентная схема ЕВЧР разряда с внешним радиальным магнитным полем

Выбранные электротехнические элементы наиболее полно и рационально описывают исследуемый разряд.

Для расчета импеданса Z использовались формулы профессора М. В. Кузелева [1] для импеданса плазменной части одномерного плазменного конденсатора малой длины (параграф 5.2). Формулы могут быть использованы в предположении, что проводимость плазмы вдоль силовых магнитных линий бесконечна.

$$Z_p(\omega) = R_p(\omega) + i \frac{1}{\omega C_p(\omega)}$$

$$R_p = \frac{1}{\omega C_o} d_c^{-1} \int_0^{d_c} \frac{\varepsilon''_{zz} dz}{(\varepsilon'_{zz})^2 + (\varepsilon''_{zz})^2} \quad 4.4.1.1$$

$$\frac{1}{C_p(\omega)} = \frac{1}{C_o} d_c^{-1} \int_0^{d_c} \frac{\varepsilon'_{zz} dz}{(\varepsilon'_{zz})^2 + (\varepsilon''_{zz})^2}$$

где $C_o = \frac{S}{4\pi d_c}$,

ε'_{zz} , ε''_{zz} – действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости,
 $S = \frac{\pi d_{outer}^2}{4} - \frac{\pi d_{inner}^2}{4}$ – площадь сечения объема, заключенного между

коаксиальными цилиндрами диаметром d_{outer} и d_{inner} .

Считаем, что плазма у нас однородна, поэтому интеграл сводится к произведению подынтегрального выражения и d_c :

$$I'' = \int_0^{d_c} \frac{\varepsilon''_{zz} dz}{(\varepsilon'_{zz})^2 + (\varepsilon''_{zz})^2} = \frac{\varepsilon''_{zz} d_c}{(\varepsilon'_{zz})^2 + (\varepsilon''_{zz})^2} \quad (4.4.1.2)$$

$$I' = \int_0^{d_c} \frac{\varepsilon'_{zz} dz}{(\varepsilon'_{zz})^2 + (\varepsilon''_{zz})^2} = \frac{\varepsilon'_{zz} d_c}{(\varepsilon'_{zz})^2 + (\varepsilon''_{zz})^2}$$

В магнитном поле выражение для действительной и мнимой частей диэл. проницаемости имеют вид:

$$\begin{aligned}\varepsilon'_{\perp} &= 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \\ \varepsilon''_{\perp} &= \frac{\omega_{Le}^2 (\omega^2 + \Omega_e^2) \nu_e}{\omega (\omega^2 - \Omega_e^2)^2}\end{aligned}\tag{4.4.1.3}$$

Перенебрежем 1 в выражении для ε'_{\perp} и учтем, что в нашем случае $\Omega_e \gg \omega$, тогда

$$\begin{aligned}\varepsilon'_{\perp} &= 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \approx -\frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2} \approx \frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2} \\ \varepsilon''_{\perp} &= \frac{\omega_{Le}^2 (\omega^2 + \Omega_e^2) \nu_e}{\omega (\omega^2 - \Omega_e^2)^2} \approx \frac{\omega_{Le}^2 \Omega_e^2 \nu_e}{\omega (\Omega_e^2)^2} = \frac{\omega_{Le}^2 \Omega_e^2 \nu_e}{\omega \Omega_e^4} = \frac{\nu_e}{\omega} \frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2}\end{aligned}\tag{4.4.1.4}$$

Нужно обратить внимания, что ε'_{\perp} и ε''_{\perp} отличаются множителем $\frac{\nu_e}{\omega}$. В нашем случае множитель меньше 1, поэтому мнимая часть импеданса по модулю больше действительной.

Приведем некоторые расчеты. Подставим упрощенные выражения для ε в подинтегральные выражения:

Знаменатель:

$$(\varepsilon'_{zz})^2 + (\varepsilon''_{zz})^2 = \left(\frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2}\right)^2 + \left(\frac{\nu_e}{\omega} \frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2}\right)^2 = \left(\frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2}\right)^2 \left(1 + \frac{\nu_e}{\omega}\right)^2\tag{4.4.1.5}$$

Интегралы:

$$I' = \frac{\varepsilon'_{zz} d_c}{(\varepsilon'_{zz})^2 + (\varepsilon''_{zz})^2} = \frac{\frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2}}{\left(\frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2}\right)^2 \left(1 + \frac{v_e}{\omega}\right)^2} d_c = \frac{1}{\left(\frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2}\right) \left(1 + \frac{v_e}{\omega}\right)^2} d_c \approx \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}^2} d_c \quad (4.4.1.6)$$

$$I'' = \frac{\varepsilon''_{zz} d_c}{(\varepsilon'_{zz})^2 + (\varepsilon''_{zz})^2} = \frac{\frac{v_e \omega_{Le}^2}{\omega \Omega_e^2}}{\left(\frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2}\right)^2 \left(1 + \frac{v_e}{\omega}\right)^2} d_c = \frac{\frac{v_e}{\omega}}{\left(\frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2}\right) \left(1 + \frac{v_e}{\omega}\right)^2} d_c \approx \frac{v_e}{\omega} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}^2} d_c$$

Подставим $C_o = \frac{S}{4\pi d_c}$:

$$R_p = \frac{4\pi d_c}{\omega C_o} d_c^{-1} I'' = \frac{1}{\omega} \frac{4\pi d_c}{S} d_c^{-1} I'' = \frac{1}{\omega} \frac{4}{r^2} I'' \approx \frac{1}{\omega} \frac{4\pi v_e}{S} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}^2} d_c$$

$$= \frac{4\pi}{\omega} \frac{4}{\pi d_c^2} \frac{v_e}{\omega} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}^2} d_c = \frac{16}{d_c} \frac{v_e}{\omega^2} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}^2} \quad (4.4.1.7)$$

$$\frac{1}{C_p(\omega)} = \frac{1}{C_o} d_c^{-1} I' = \frac{4\pi d_c}{S} d_c^{-1} I' = \frac{4}{r^2} I' \approx \frac{4\pi}{S} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}^2} d_c$$

$$= 4\pi \frac{4}{\pi d_c^2} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}^2} d_c = \frac{16\pi}{d_c} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}^2} \quad (4.4.1.8)$$

Как видно, выражение для $1/C_p$ является положительным, т.е. мнимая часть импеданса плазмы имеет индуктивный характер.

Получив явные выражения для C_p и R_p , можно приступить к расчету импеданса всей цепи. Сначала рассчитывается импеданс сектора A - Z_A по следующим формулам:

$$\frac{1}{Z_A} = \frac{1}{\frac{1}{i\omega C_2}} + \frac{1}{\frac{1}{i\omega C_p} + \frac{1}{i\omega C_{sh2}} + R_p + i\omega L_1} \quad (4.4.1.9)$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{Z_A} &= \frac{R_p}{R_p^2 + \frac{1}{\omega^2} \left(\frac{C_p + C_{sh2}}{C_p C_{sh2}} \right)^2} \\
&+ i \left[\omega C_2 + \frac{\frac{1}{\omega} \left(\frac{C_p + C_{sh2}}{C_p C_{sh2}} \right) - \omega L_1}{R_p^2 + \left[\frac{1}{\omega} \left(\frac{C_p + C_{sh2}}{C_p C_{sh2}} \right) - \omega L_1 \right]^2} \right] \\
&= Re_A + iIm_A
\end{aligned} \tag{4.4.1.10}$$

где ω – круговая частота генератора.

Аналогичным образом рассчитывается импеданс сектора B :

$$\begin{aligned}
Z_B &= \frac{1}{i\omega C_{sh1}} + Z_A \\
&= -i \left(\frac{1}{\omega C_{sh1}} + \frac{Im_A}{Re_A^2 + Im_A^2} \right) + \frac{Re_A}{Re_A^2 + Im_A^2} \\
&= Re_B - iIm_B
\end{aligned} \tag{4.4.1.11}$$

Теперь можно посчитать импеданс всей цепи Z :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{Z} &= \frac{1}{i\omega L} + \frac{1}{1/i\omega C_4} + \frac{1}{Re_B - iIm_B} \\
&= \frac{Re_B}{Re_B^2 + Im_B^2} + i \left(\omega C_4 - \frac{1}{\omega L} + \frac{Im_B}{Re_B^2 + Im_B^2} \right)
\end{aligned} \tag{4.4.1.12}$$

Делая простую замену, получаем упрощенное уравнение:

$$\frac{1}{Z} = Re_C + iIm_C \tag{4.4.1.13}$$

Отсюда получаем действительную Re и мнимую Im части импеданса разряда Z :

$$Re = \frac{Re_c}{Re_c^2 + Im_c^2} \quad (4.4.1.14)$$

$$Im = -\frac{Im_c}{Re_c^2 + Im_c^2} \quad (4.4.1.15)$$

При расчетах импеданса цепи использовались формулы (4.4.1.14) и (4.4.1.15) и следующие геометрические размеры: внешний диаметр $d_{outer} = 70$ мм, внутренний диаметр $d_{inner} = 40$ мм, длина плазменного объема $d_c = 20$ мм. Частоты столкновения частиц были получены из работ [108,109].

4.4.2 Результаты расчетов

Рассмотрим зависимость действительной и мнимой частей импеданса разряда от основных параметров эквивалентной схемы. Отметим, что значения C_2 и C_4 являются величиной, трудно контролируемой в экспериментах. На Рисунке 70 показана зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса разряда от концентрации электронов при различных значениях C_2 . Можно видеть, что при всех значениях емкости C_2 наблюдается резонансный характер поведения $Re(n_e)$. Рост емкости C_2 сопровождается значительным смещением максимумов действительной части импеданса в область больших значений n_e и понижением абсолютных величин. При этом увеличивается ширина пика. Мнимая часть импеданса также имеет резонансный характер. Однако присутствуют две точки экстремума – минимум и максимум. При увеличении емкости C_2 разница между этими двумя экстремумами уменьшается и происходит их смещение в сторону больших концентраций.

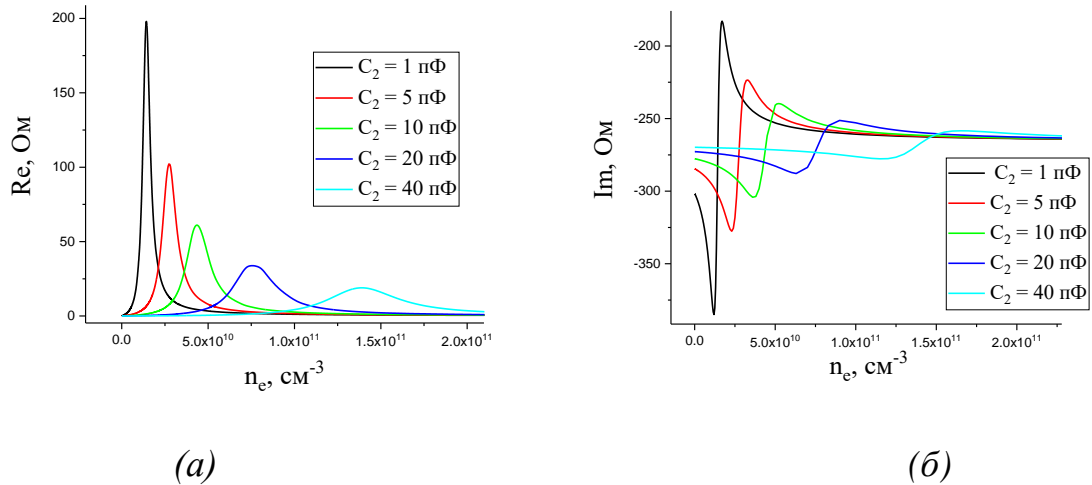


Рисунок 70 - Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений емкости C_2 . $C_{sh1}=5$ пФ, $C_{sh2} = 1000$ пФ, $L=150$ мкГн, $C_4=40$ пФ. $P=10^{-3}$ Тор

Рассмотрим теперь влияние другой паразитной емкости между нагруженным электродом и корпусом – C_4 – на импеданс цепи. Соответствующие результаты для действительной и мнимой части представлены на Рисунке 71 (а) и (б). Паразитная емкость между плазмой и землей C_2 принималась равной 20 пФ. Как и в случае с емкостью C_2 , увеличение емкости C_4 значительно влияет на абсолютные значения импеданса. Так, с увеличением емкости действительная часть уменьшается, а мнимая увеличивается. Также сокращается разлет между экстремумами мнимой части импеданса. Положение максимумов в меньшей степени зависят от величины емкости C_4 . Наблюдается лишь небольшое смещение в область больших концентраций с ростом C_4 .

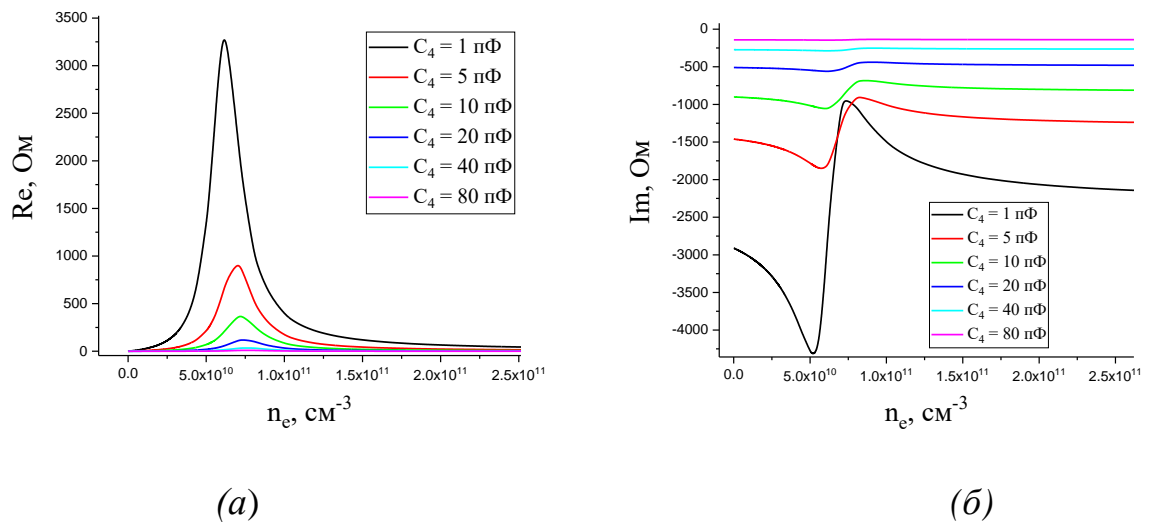


Рисунок 71 - Зависимость действительной (а) и мнимой (в) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений емкости C_4 . $C_{sh1}=5$ пФ, $C_{sh2} = 1000$ пФ, $L=150$ мкГн, $C_2=20$ пФ. $P=10^{-3}$ Тор

На Рисунке 72 показана зависимость $Re(n_e)$ и $Im(n_e)$ от концентрации электронов, рассчитанная при фиксированном значении емкостей C_2 и C_4 для различных значений емкости слоя при нагруженном электроде C_{sh1} .

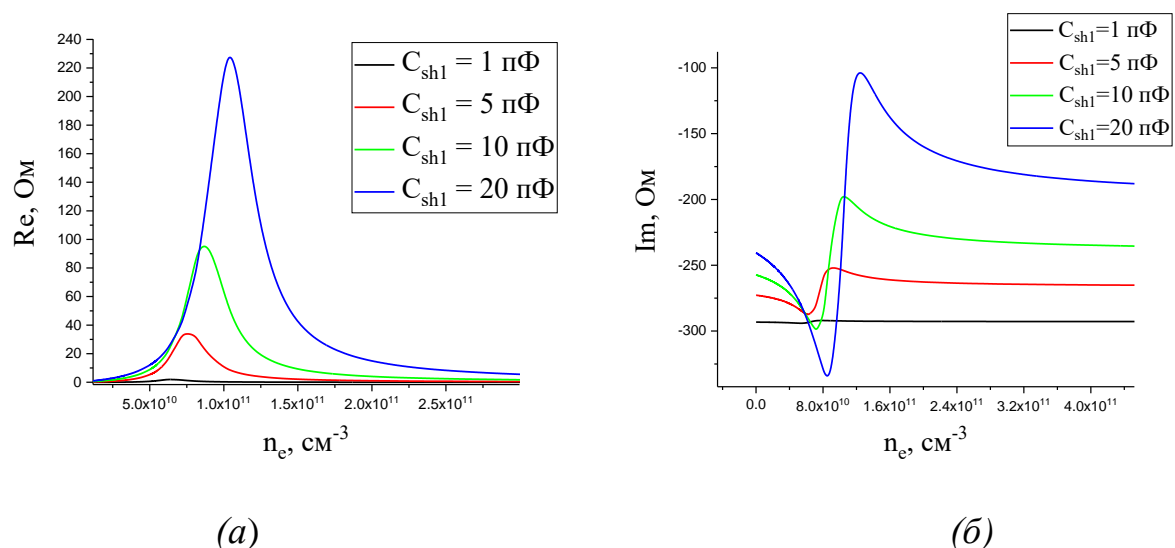


Рисунок 72 - Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений емкости C_{sh1} . $C_{sh2} = 1000$ пФ, $L=150$ мкГн, $C_2=20$ пФ, $C_4=40$ пФ. $P=10^{-3}$ Тор

Можно видеть, что увеличение емкости слоя сопровождается смещением максимумов $Re(n_e)$ и $Im(n_e)$ в область больших n_e и увеличением абсолютных величин импеданса. Для мнимой части также характерно увеличение разлета между экстремумами.

Аналогичные результаты представлены для разных значений емкости при заземленном электроде C_{sh2} на Рисунке 73. Поскольку это емкость значительно больше емкости C_{sh1} , ее значения брались в диапазоне 100-2000 пФ. Видно, что эта емкость слабо влияет как на действительную, так и на мнимую часть импеданса. Такой результат ожидаем, поскольку емкость C_{sh2} включена последовательно с емкостью C_p , которая значительно меньше по величине и которая определяет суммарный импеданс этого участка цепи.

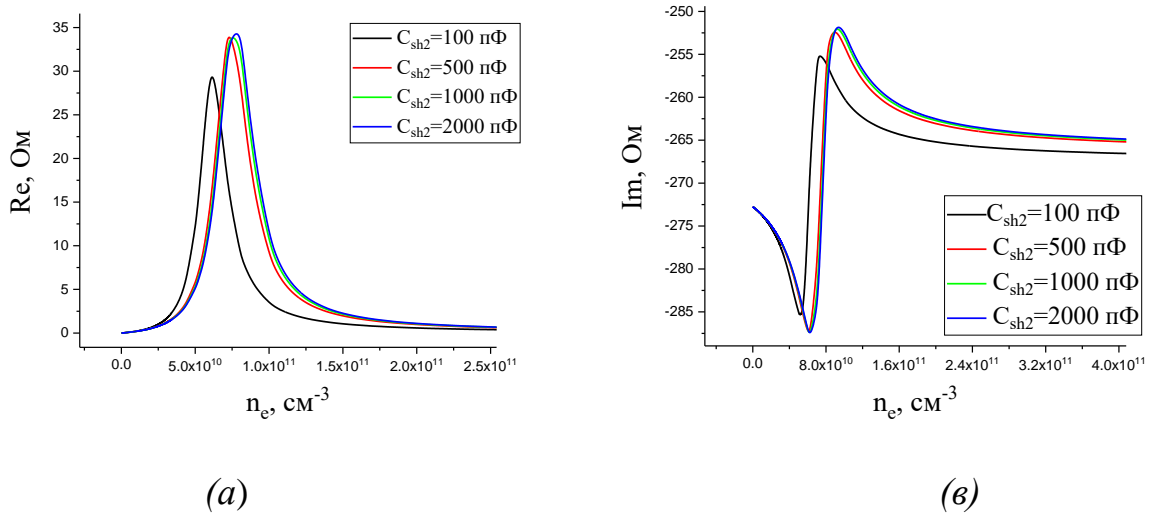
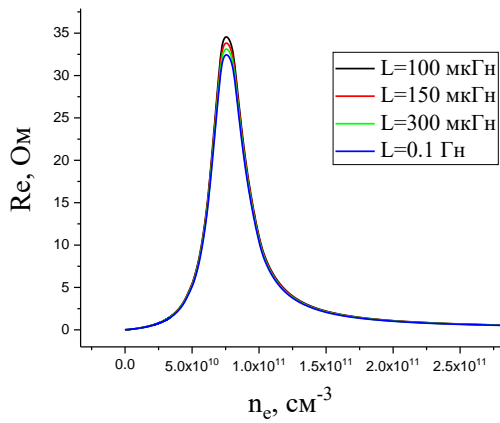
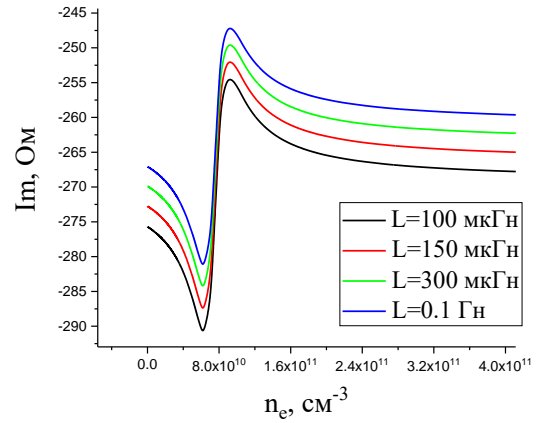


Рисунок 73 - Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений емкости C_{sh2} . $C_{sh1} = 5$ пФ, $L=150$ мкГн, $C_2=20$ пФ, $C_4=40$ пФ. $P=10^{-3}$ Тор

Поскольку в замкнутой по постоянному току цепи использовался дроссель высокой индуктивности, стоит оценить его влияние на импеданс разряда. Данные результаты представлены на Рисунке 74 и показывают, что выбранная индуктивность в 150 мкГн оказалась достаточно высокой, чтобы не оказывать существенного влияния на импеданс разряда.



(a)

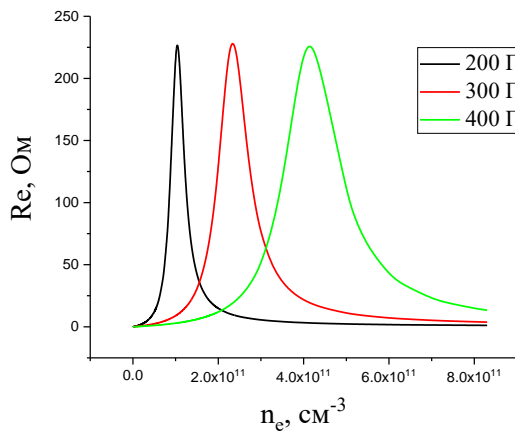


(б)

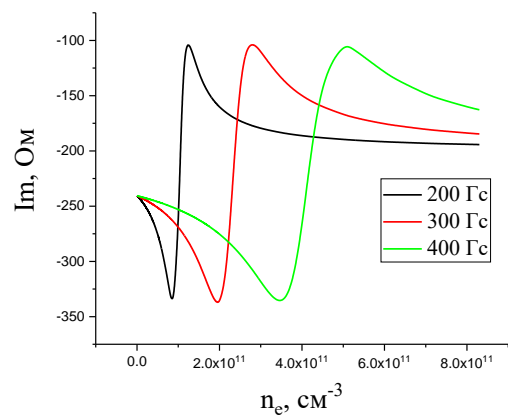
Рисунок 74 - Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений индуктивности дросселя L .

$$C_{sh1} = 5 \text{ пФ}, C_{sh2} = 1000 \text{ пФ}, C_2 = 20 \text{ пФ}, C_4 = 40 \text{ пФ}, P = 10^{-3} \text{ Тор}$$

Далее на Рисунке 75 представлена зависимость импеданса от концентрации плазмы для трех величин магнитного поля.



(a)



(б)

Рисунок 75 - Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений индуктивности магнитного поля B . $C_{sh1} = 20 \text{ пФ}, C_{sh2} = 1000 \text{ пФ}, C_2 = 20 \text{ пФ}, C_4 = 40 \text{ пФ}, L = 150 \text{ мкГн}, P = 10^{-3}$

Тор

Можно сказать, что величина магнитного поля влияет только на положение максимума и на ширину пика. Так, с увеличением магнитного поля пик смещается в сторону больших концентраций, а пик уширяется.

Для частотных зависимостей рассмотрим два случая - с дросселем и без, которые соответствуют замкнутому по постоянному току и разомкнутому случаям. Для разомкнутого случая зависимость импеданса от концентрации электронов для разных частот представлен на Рисунке 76.

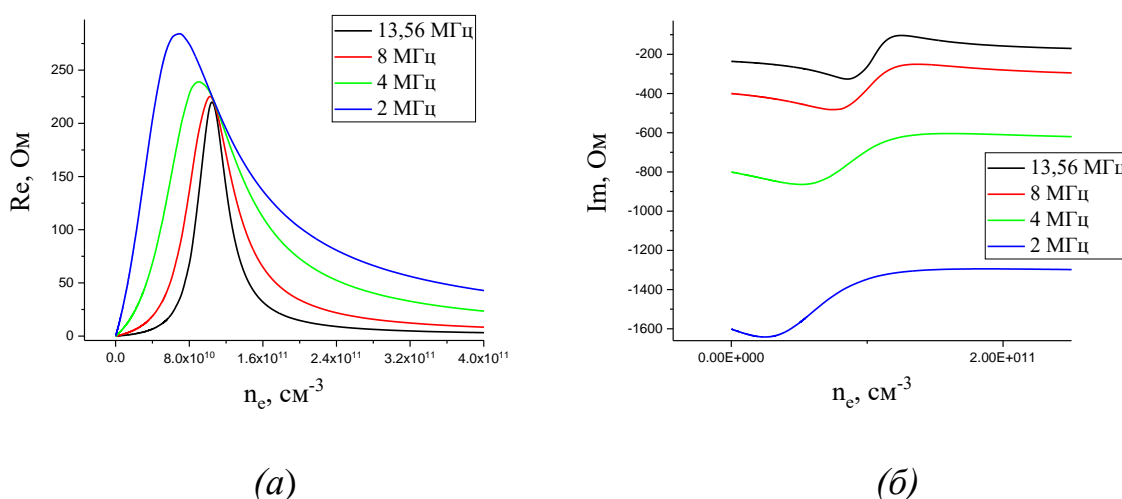


Рисунок 76 - Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений частоты ВЧ генератора. Разомкнутый случай. $C_{sh1} = 20$ пФ, $C_{sh2} = 1000$ пФ, $C_2=20$ пФ, $C_4=40$ пФ, $L=1.5$ Гн, $V = 200$ Гс, $P=10^{-3}$ Вт

Увеличение частоты приводит к уменьшению действительной части импеданса и увеличению мнимой. А также смещению пика в сторону больших концентраций. Схожая картина наблюдается и для замкнутого случая (Рисунок 77) за исключением резкого увеличения действительной части импеданса и уменьшения мнимой части в зоне частот менее 3 МГц.

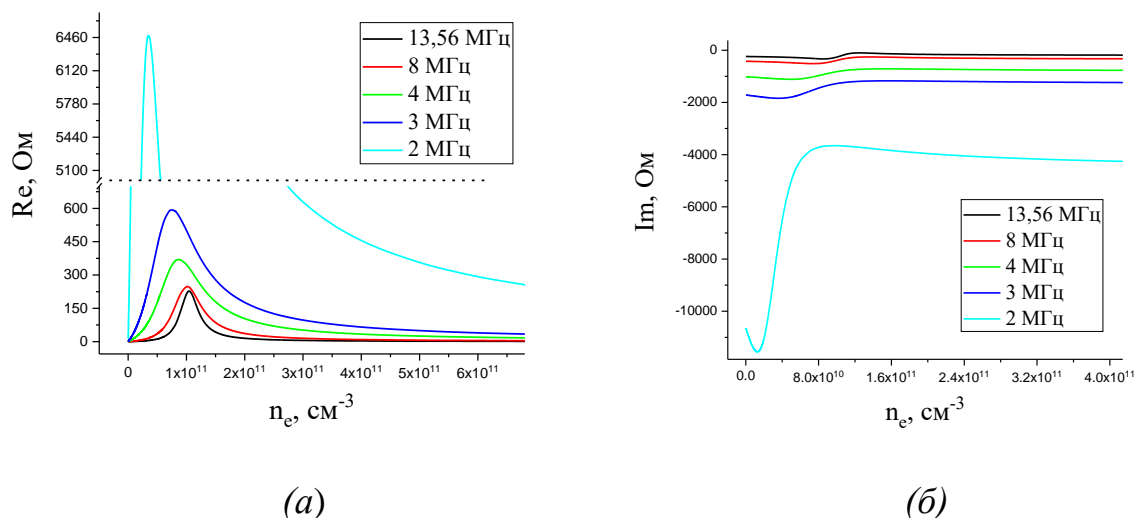


Рисунок 77 - Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений частоты ВЧ генератора. Замкнутый случай. $C_{sh1} = 20$ пФ, $C_{sh2} = 1000$ пФ, $C_2=20$ пФ, $C_4=40$ пФ, $L=150$ мкГн, $\nu = 200$ Гс, $P=10^{-3}$ Вт

4.4.3 Сравнение экспериментальных и расчетных значений импеданса

Сравнивая экспериментальные данные с расчетными результатами можно сделать вывод, что модель классической проводимости может лишь частично описать характер импеданса. Так, частотная зависимость объясняет смещение максимума действительной части импеданса в сторону меньших концентраций и более «скругленную» кривую мнимой части импеданса и ее выход на насыщение для частоты 4 МГц. Также модель показывает увеличение абсолютных величин импеданса для более низких частот. Тем не менее, модель классической проводимости подразумевает сильное смещение максимумов импеданса при изменении магнитного поля, что не наблюдается в действительности. Этого стоило ожидать, поскольку в разряде постоянного

тока, у которого есть аналогия с ВЧ разрядом, основную роль в проводимости электронов играет аномальная проводимость.

Из научной литературы [3] известно, что в разряде постоянного тока проводимость электронов поперек магнитного поля соответствует наблюдаемому экспериментально току, если частота столкновения электронов в 1000 раз выше расчетной в классической модели проводимости. Этот результат был проверен и данной работе. Так, на Рисунке 78 показана зависимость действительной и мнимой части импеданса разряда при искусственно завышенной частоте столкновения электронов. А на Рисунке 79 приведена такая же зависимость для различных частот ВЧ генератора.

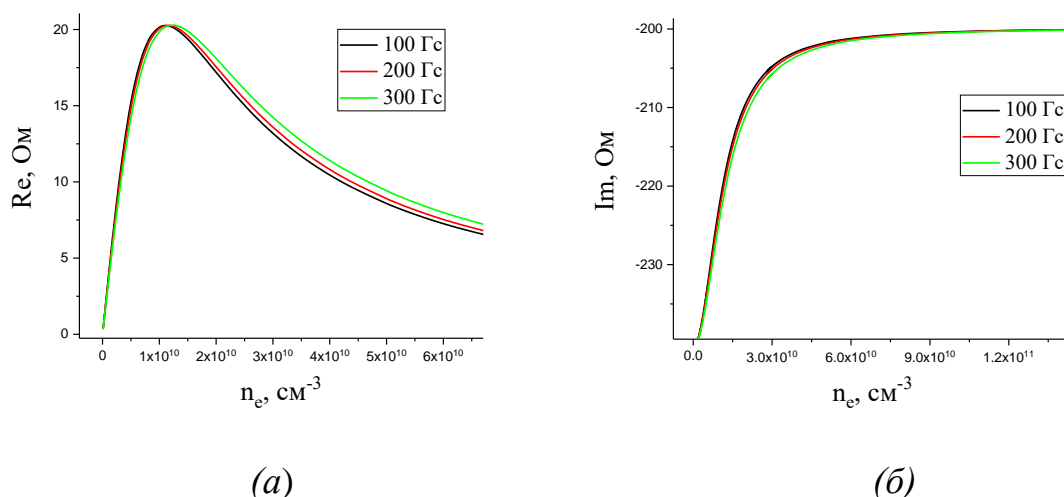
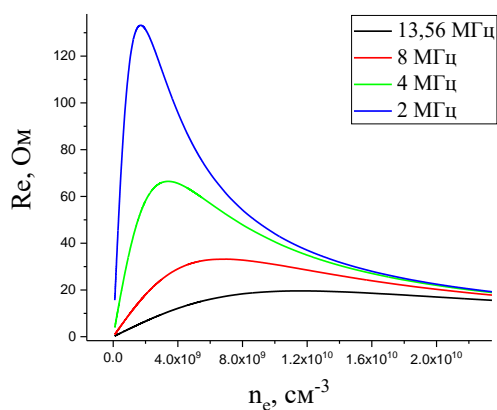
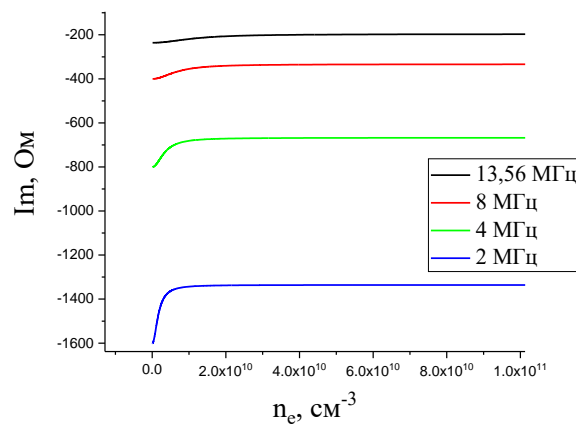


Рисунок 78 Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений индуктивности магнитного поля B . $C_{sh1} = 20$ пФ, $C_{sh2} = 1000$ пФ, $C_2 = 20$ пФ, $C_4 = 40$ пФ, $L = 150$ мкГн. $P = 1$

Тор



(a)



(б)

Рисунок 79 - Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса от концентрации плазмы для разных значений частоты ВЧ генератора.

Разомкнутый случай. $C_{sh1} = 20$ пФ, $C_{sh2} = 1000$ пФ, $C_2=20$ пФ, $C_4=40$ пФ, $L=1$
 $L=150$ мкГн, $V = 200$ Гс, $P=1$ Тор

При сравнении вышеописанных зависимостей с экспериментальными измерениями, можно сделать вывод, что с увеличенной в 1000 раз частотой столкновения математическая модель с хорошей степенью точности описывает наблюдаемые зависимости. Единственное несоответствие касается мнимой части импеданса, где в зависимости от рабочей частоты сильно меняются абсолютные значения.

Заключение

Выводы

1. При рассмотренных внешних условиях (мощность ВЧ генератора 90-300 Вт, частота – 2, 4 и 13.56 МГц, расход газа 25 – 60 см³/мин, магнитные поля 105-300 Гс) при изменении схемы организации разряда происходит изменение рабочего диапазона ВЧ токов и напряжений, а также сдвига фаз между ними. Максимальные ВЧ напряжение и ток наблюдаются в разряде с разомкнутыми по постоянному току электродами при сдвиге фаз близком к 90 град. При использовании схемы с замкнутыми по постоянному току электродами напряжение горения разряда и ВЧ ток меньше, чем в разомкнутой схеме, а сдвиг фаз по абсолютной величине уменьшается. Увеличение ВЧ тока при увеличении мощности ВЧ генератора происходит практически при постоянном ВЧ напряжении между электродами. Подача постоянного смещения на нагруженный электрод позволяет управлять рабочим диапазоном ВЧ напряжения и ВЧ тока. Также, уменьшение рабочей частоты сопровождается смещением рабочего диапазона ВЧ напряжений и токов в область более низких значений.
2. Внешнее магнитное поле при индукции выше 150 Гс слабо влияет на рабочий диапазон и величины ВЧ напряжений и токов и импеданс разряда.
3. Изменение схемы организации разряда сопровождается существенной перестройкой аксиального распределения локальных параметров плазмы: в схеме с разомкнутыми по постоянному току электродами наблюдаются два максимума ионного тока вблизи локализации квазистационарных скачков потенциала. Основной максимум ионного

тока лежит вблизи нагруженного электрода, где сосредоточено основное падение квазистационарного потенциала. Вблизи среза канала максимум ионного тока существенно меньше; в схеме с замкнутыми электродами увеличивается падение квазистационарного потенциала у заземленного электрода, и основной максимум ионного тока смещается в область среза канала, где локализовано радиальное магнитное поле. Значения ионного тока насыщения выше, чем при использовании разомкнутой по постоянному току схемы; при подаче положительного смещения на нагруженный электрод локальный максимум у нагруженного электрода существенно уменьшается, а локальный максимум у среза канала растет и расширяется в область за срез канала. При использовании схемы с замкнутыми по постоянному току электродами концентрация плазмы в области среза составляла $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, дополнительные 100 В постоянного смещения увеличили эту концентрацию до $1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

4. Средняя энергия ионов в струе плазмы, исходящей из источника плазмы, существенно зависит от схемы организации разряда. В случае разомкнутых по постоянному току электродов и использовании аргона в качестве рабочего газа она составляет 25 эВ, а в случае замкнутых электродов – 250 эВ. Увеличение постоянного смещения нагруженного электрода от 0 до 300 В сопровождается ростом средней энергии ионов от 250 до 310 эВ. Средняя энергия ионов слабо понижается при уменьшении рабочей частоты и увеличении индукции магнитного поля при значениях выше 150 Гс. Наилучший результат по энергетической экономичности был получен для рабочего газа криптон. Наибольшая энергия ионного пучка реализуется на рабочих газах криптон и воздух.
5. Действительная часть импеданса возрастает с увеличением постоянного тока, текущего между электродами, при рабочей частоте 13.56 МГц и падает при частотах 2 и 4 МГц. При подаче постоянного смещения на

нагруженный электрод действительная часть импеданса немонотонно зависит от постоянного тока. Мнимая часть импеданса во всех рассмотренных случаях возрастает с увеличением постоянного тока, текущего между электродами.

6. Расчеты, выполненные на основании численной модели разряда, предполагающей существование классического механизма проводимости плазмы поперек магнитного поля, выявили различия в поведении расчетных и измеренных зависимостей действительной и мнимой частей импеданса от величины индукции внешнего магнитного поля, что указывает на существование более сложного механизма аксиальной проводимости плазмы.

Список цитируемой литературы

1. Александров, А. Ф. *Теоретическая плазменная электроника: учебное пособие* / А. Ф. Александров, М. В. Кузелев. — Москва: МГУ имени М. В. Ломоносова, Физический факультет, 2011. — 167 с
2. Jorns B. A., Cusson S. E., Brown Z., Dale E. *Non-classical electron transport in the cathode plume of a Hall effect thruster* // *Physics of Plasmas*. – v.27 – №2 – 2020
3. Jorns B. *Predictive, data-driven model for the anomalous electron collision frequency in a Hall effect thruster* // *Plasma Sources Sci. Technol.* – v.27 – №10 – 2018
4. Морозов А.И. *Введение в плазмодинамику* / А. И. Морозов; под ред. Рокотяна В. Е. — Москва: Физмалит, 2006. — 567 с
5. Архипов А. С. *Стационарные плазменные двигатели Морозова* / А. С. Архипов, В. П. Ким, Е. К. Сидоренко. — М.: МАИ, 2012. — 293 с.
6. Ким В.П. *Конструктивные признаки и особенности рабочих процессов в современных стационарных плазменных двигателях Морозова* // *Журнал технической физики* – т.85 – №3 – с.45-59 – 2015
7. Козубский К.Н., Мурашко В.М., Рылов Ю.П. и др. *СПД работают в космосе* // *Физика плазмы* – т.29 – №3 – с. 277–292 – 2003
8. Goebel D.M., Hofer R.R., Mikellides I.G., Katz I., Polk J.E., Dotson B.N. *Conducting Wall Hall Thrusters* // *IEEE Transactions on Plasma Science* – v.43 – №1 – pp.118-126 – 2015
9. Ding Yongjie, Hong L., Liqiu W. et al. *Overview of Hall Electric Propulsion in China* // *IEEE Transactions on Plasma Science* – v.46 – №2 – pp.263-282 – 2018
10. Ким В.П. *Стационарные плазменные двигатели в России: проблемы и перспективы* // *Труды МАИ – Вып.60* – 2012

11. Grubisic A.N., Stephen C., Wallace N. *Qualification of the T-6 Ion Thruster for the BepiColombo Mission to the Planet Mercury* // Paper IEPC-2011-234, 32nd International Electric Propulsion Conference. – Wiesbaden, Germany, 2011
12. Popov G.A., Obukhov V.A., Konstantinov M.S. et al. *Development of Electric Propulsion system based on SPT-140 for “Phobos-Soil” Mission* // paper IAF-01-Q.03.b05, 52nd International astronomical Congress. – Toulouse, France, 2001
13. Schmidt G., Patterson V., Benson S. *NASA’s Evolutionary Xenon Thruster (NEXT): Development Status and Future Mission Applications* // paper at Space Propulsion Conference. – San Sebastian, Spain, 2010
14. Goebel D.M., Katz I. *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters* // USA: Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 2008 – p.493
15. Горшков О. А. *Холловские и ионные плазменные двигатели для космических аппаратов.* – М.: Машиностроение, 2008. – 280 с
16. Mazouffre S. *Electric propulsion for satellites and spacecraft: established technologies and novel approaches* // Plasma Sources Sci. Technol. – v. 25 – №3 – 2016
17. Lieberman M.A. *Principles of Plasma Discharges and Material Processing* / M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg. - 2nd ed. - Hoboken: John Wiley & Sons Inc., 2005. – 757 p.
18. Zhurin V.V. *Industrial Ion Sources: Broadbeam Gridless Ion Source Technology* // John Wiley & Sons Limited – 2011
19. Burtner D., Zhurin V., Siegfried D. *End-Hall ion source characterization at high power* // 48th Annual Technical Conference Proceedings of the Society of Vacuum Coaters – 2005
20. Knapp B., Finke S. *Direct ion beam chemical vapor deposition of SiO₂-like materials using a closed-drift ion source* // Society of Vacuum Coaters, 46th Annual Technical Conference Proceedings – 2003

21. Mahoney L., Siegfried D., Burtner D. *A New End-Hall Ion Source with Improved Performance* // Vacuum Technology & Coating – pp. 58–64 – 2006
22. Волошин Д.Г. *Исследование процессов в плазме высокочастотных емкостных разрядов низкого давления, возбуждаемых на одной и двух частотах*: дис. ...канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / Волошин Дмитрий Григорьевич. – М., 2011. – 154 с.
23. Boyle P.C., Ellingboe A.R., Turner M.M. *Independent control of ion current and ion impact energy onto electrodes in dual frequency plasma devices* // Journal of Physics D: Applied Physics. – Vol. 37 – №5 – 2004
24. Paterson A., Panagopoulos T., Todorow V. et al. *Measurements and Modelling of Plasma Parameters in Frequency Mixed Capacitive Plasmas* // Procs of 57th Gaseous Electronics Conference. – Shannon, 2004
25. Задириев И. И. *Использование емкостного высокочастотного разряда низкого давления в радиальном магнитном поле для получения ускоренного потока ионов*: дис. ...канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / Задириев Илья Игоревич. – М., 2017. – 130 с.
26. Jean-Pierre Voeuf. *Tutorial: Physics and modeling of Hall thrusters* // Journal of Applied Physics. – v. 121 – 2017
27. Бугрова А. И. Бугров Г. Э., Давыдов В. А. и др. *Стационарный плазменный двигатель малой мощности* // Машиностроение и компьютерные технологии – №10 – 2013
28. Bugrova A.I., Bugrov G.E., Davydov V.A. et al. *Experimental investigation of a low-power stationary plasma thruster* // Technical Physics Letters – v.40 – №1 – pp.81-83 – 2014
29. Raites Y., Smirnov A., Staack D., Fisch N. J. *Measurements of secondary electron emission effects in the Hall thruster discharge* // Physics of Plasmas. – v.13 – 2006

30. Gascon N., Dudeck M., Barral S. *Wall material effects in stationary plasma thrusters. I. Parametric studies of an SPT-100* // Phys. Plasmas. – v.10 – 2003
31. Бугрова А.И., Морозов А.И. Особенности физических процессов в УЗДП. // Ионные инжекторы и плазменные ускорители. / Под ред. Морозова А.И., Семашко Н.Н. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 42-56.
32. Морозов А. И., Шубин А. П. *Кинетика электронов в режиме пристеночной проводимости* // Письма в ЖТФ – т.10 – №1 – с. 28–31 – 1984
33. Dalea E T., Jorns B. A. *Experimental characterization of Hall thruster breathing mode dynamics* // Journal of Applied Physics. – v.130 – 2021
34. Хмелевской И.А. *Физические особенности двух устойчивых режимов разряда холловского двигателя: дис. ...канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / Хмелевской Иван Александрович. – М., 2021. – 115 с.*
35. Томилин Д.А. *Влияние высокочастотных волн в плазме холловского двигателя на динамику электронной компоненты: дис. ...канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / Томилин Дмитрий Андреевич. – Долгопрудный, 2021. – 126 с.*
36. Anton D.E. *Electron transport and azimuthal oscillations in hall thrusters: PhD Thesis / Diego Escobar Anton. – Madrid, 2015. – 224p.*
37. Choueiri E. *An overview of plasma oscillations in Hall thrusters* // Proc. Of Third International Conference on Spacecraft Propulsion. – v.465 – 2000. – pp. 287-304.
38. Furukawa T. *Investigations of low frequency oscillation phenomena in a hall thruster* // Spacecraft Propulsion, edited by R.A. Harris, Proc. of Third International Spacecraft Propulsion Conference. – Cannes, France, 2001
39. Tamida T., Suga I., Nakagawa T. *Realization of Low Frequency Oscillation Free Operation in a Hall Thruster* // Proc. of 30th International Electric Propulsion Conference. – Florence, Italy, 2007

40. Faudot E., Devaux S., Moritz J., et al. *RF potential oscillations in a magnetized capacitive discharge* // 43rd EPS Conference on Plasma Physics. – Leuven, Belgium, 2016
41. Lafleur T., Baalrud S. D., Chabert P., *Theory for the anomalous electron transport in Hall effect thrusters. I. Insights from particle-in-cell simulations* // Physics of Plasmas – v.23 – №5 – 2016
42. Lafleur T., Baalrud S. D., Chabert P., *Theory for the anomalous electron transport in Hall effect thrusters. II. Kinetic model* // Physics of Plasmas – v.23 – №5 – 2016
43. Khmelevskoi I.A., Tomilin D.A. *Parametric study of the two stable discharge modes of the operation in Hall thruster* // Technical Physics – v.64 – №9 – pp.1283-1289 – 2019
44. Гришин, С.Д. *Электрические ракетные двигатели* / С.Д. Гришин, Л.В. Лесков, Н.П. Козлов. М.: Машиностроение, 1975. – 272с.
45. Shagayda A.A., Gorshkov O.A. *Hall-thruster scaling laws* // Journal of Propulsion and Power – v.29 – №2 – pp.466-474 – 2013
46. Zurbach S. A., Lasgorceix P., Cornu N. *20kW High Power Hall Effect Thruster For Exploration* // Proc. of 61th International Astronautical Congress – Prague, 2010
47. Szabo J. A., Pote B., Hruby V., Haag T.W. *Commercial One Newton Hall Effect Thruster for High Power In-Space Missions* // Proc. of 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. – San Diego, 2011
48. Пятых И. Н., Румянцев А. В. *Создание стационарного плазменного двигателя повышенной мощности* // Вестник БФУ им. И. Канта – №4 – с.63-66 – 2017
49. Tsuyohito I., Gascon N., Crawford W.S., Cappelli M.A. *Experimental Characterization of a Micro-Hall Thruster* // Journal of Propulsion and Power – v.23 – №5 – pp.1068-1074 – 2007

50. Warner, N.Z. *Theoretical and Experimental Investigation of Hall Thruster Miniaturization*: in partial fulfillment of requirements for PhD degree. - Massachusetts Institute of Technology. - June, 2007.
51. Гопанчук В.В., Потапенко М.Ю. *Создание плазменных двигателей малой мощности для микроспутников* // Космическая техника и технологии – №4 – с. 40-49 – 2015
52. Потапенко М.Ю. *Разработка и исследование стационарного плазменного двигателя с полым магнитным анодом малой мощности* // Труды МАИ – Вып.74 – 2014
53. Biagioni L., Cesari U., Saverdi M. et al. *Development Status of the HT-100 Miniaturized Hall Effect Thruster System* // Paper AIAA-2005-3875 in Proceedings of the 41st Joint Propulsion Conference. – Tucson, Arizona, USA, 2005.
54. Kim V., Kozlov V.I., Skrylnikov et al. *Development and characterization of SPT-20 and SPT25* - текст доклада на 2-ой международной конференции - выставки «Малые спутники. Новые технологии, достижения, проблемы и перспективы международного сотрудничества в новом тысячелетии». Секция VI: МКА связи и навигации. – Королев, МО, 2000
55. Loyan A.V., Maksymenko T.A. *Performance Investigation of SPT-20M Low Power Hall Effect Thruster* // Paper IEPC-2007-100 in Proceedings of the 30th International Electric Propulsion Conference. – Florence, Italy, 2007
56. Ferreira J.L. De Souza J.H.C., Da Silveira Rego I., Ferreira I.S. *Plasma Diagnostics and Performance of a Permanent Magnet Hall Thruster* // Proc. of 12th International Congress on Plasma Physics – Nice, 2004
57. Perez-Grande, D., Fajardo P., Ahedo E. *Evaluation of Erosion Reduction Mechanisms in Hall Effect Thrusters* // Proc. of 34th IEPC/30th ISTS Joint Conference – Hyogo-Kobe, 2015

58. Бугрова А.И., Десятков А.В., Липатов А.С. и др. *Экспериментальные исследования стационарных плазменных двигателей семейства АТОН* // Физика плазмы. – Т.36 - №4 – с. 395-400 – 2010
59. Hopkins, M.A. *Evaluation of Magnesium as a Hall Thruster Propellant: dissertation submitted in a partial fulfillment of requirements for the degree of PhD in Mechanical Engineering.* - Michigan Technological University. - 2015. - 101 p.
60. Бугрова А. И., Бугров Г. Э., Харчевников В. К., Шапошников М. И., Mazouffre S. *Влияние вкладываемой ВЧ-мощности на характеристики стационарного плазменного двигателя* // Письма в ЖТФ. – т.38 – №7 – с.89-96 – 2012
61. Yu D., Song M., Li H. et al. *The Influence of Magnetic Field Strength in Ionization Stage on Ion Transport between Two Stages of a Double Stage Hall Thruster* // Physics of Plasmas – v.19 – №7 – p.7 – 2012
62. Задириев И.И., Рухадзе А.А., Кралькина Е.А., Павлов В.Б., Вавилин К.В. *О возможности использования емкостного ВЧ разряда в источниках плазмы с замкнутым дрейфом электронов* // Прикладная физика. – №6 – с. 57-60 – 2015
63. Задириев И.И., Рухадзе А.А., Кралькина Е.А., Павлов В.Б., Вавилин К.В. *Влияние внешней цепи на параметры ионного потока, получаемого при помощи емкостного ВЧ разряда в радиальном магнитном поле.* // Прикладная физика. – №4 – с. 39-42 – 2016
64. Задириев, И.И., Рухадзе А.А., Кралькина Е.А., Павлов В.Б., Вавилин К.В., Тараканов В.П. *Математическое моделирование емкостного ВЧ разряда низкого давления, помещенного во внешнее радиальное магнитное поле посредством программы КАРАТ* // Журнал технической физики. – т.86 – №11 – с.1– 2016
65. Райзер Ю.П., *Высокочастотный емкостной разряд* / Ю.П. Райзер, М. Н. Шнейдер, Н. А. Яценко. – М.: МФТИ, 1995. – 320с.

66. Савинов В.П. *Физика высокочастотного емкостного разряда*. М.: Физмалит, 2013 – 308с.
67. Kohler K, Coburn J. W., Horne D. E., Kay E., Keller J. H. *Plasma potentials of 13.56 -MHz RF argon glow discharges in a planar system*. // Journal of Applied Physics. – v. 57 – №1 – p. 59-66 – 1985
68. Schweigert I. V., Ariskin D. A., Chernoziumskaya T. V., Smirnov A. S. *Theoretical and experimental study of ion flux formation in an asymmetric radio-frequency capacitive discharge* // Plasma Sources Science and Technology – v. 20 – №1 – 2011
69. Kawamura E., Vahedi V., Lieberman M.A., Birdsall C.K. *Ion energy distributions in RF sheaths; review, analysis and simulation* // Plasma Sources Sci. Technol. – v.8 – №3 – 1999
70. Chabert P. *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge University Press, 2011. – 385 p.
71. Upadhyay J., Peshl J., Popović S., Valente-Feliciano A.-M., Vušković L. *Effect of self-bias on cylindrical capacitive discharge for processing of inner walls of tubular structures—Case of SRF cavities* // AIP Advances – v.8 – №8 – 2018
72. Фортов, В.Е. *Высокочастотные разряды низкого и среднего давления* // Энциклопедия низкотемпературной плазмы: Вводный том 2. / гл. ред. В.Е. Фортов. – М.: Наука : МИАК «Наука / Интерпериодика 2000. – Кн. 2 – Разд. 4.4. – С. 65-80
73. Савинов В. П. *Граничные эффекты емкостного высокочастотного разряда*. // Диссертация на соискание ученой степени д. ф.-м. н.: 01.04.00 / Савинов Владимир Павлович. – М., 2001. – 333 с.
74. Чэнь Ч. *Влияние внешней цепи на закономерности энерговклада в гибридный ВЧ разряд низкого давления*: дис. ...канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / Чжао Чэнь. – М., 2011. – 131 с.
75. Двинин А.С. *Развитие моделей газовых разрядов постоянных, высокочастотных и сверхвысокочастотных полей*. // Диссертация на

- соискание ученой степени д. ф.-м. н.: 01.04.08 / Двинин Александр Сергеевич. – М., 2009. – 398 с.
76. Годяк В. А. *Стационарный высокочастотный разряд низкого давления* // Физика плазмы. – т.2 – №41 – 1976
77. Ahmad M.A. *Influence of electrodes area ratios and the discharge volume in RF capacitively coupled plasma* // Iraqi Journal of Physics – v.11 – №20 – pp.1-8 – 2013
78. Lieberman M. A., Godyak V. A. *From Fermi Acceleration to Collisionless Discharge Heating* // IEEE Transactions on plasma physics. – v.26 – №3 – p.955-986 – 1998
79. Turner M. M., Chabert P. *Collisionless heating in capacitive discharges enhanced by dual frequency excitation* // Phys. Rev. Lett. – v.96 – №20 – 2006
80. Turner M. M. *Collisionless heating in radio-frequency discharges: A review* // Journal of Physics D Applied Physics – v.42 – №19 – 2009
81. Kaganovich I. D., Kolobov V. I., Tsendin L. D. *Stochastic electron heating in bounded radio-frequency plasmas* // Appl. Phys. Lett. – v.69 – №25 – p.3818-3820 – 2009
82. Janarathanaram S. K. B., Kelly S., Kechkar S., Swift P. *Experimental investigation of electron heating modes in capacitively coupled radio-frequency oxygen discharge* // Plasma Sources Science and Technology – v.28 – №11 – 2019
83. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. *Основы электродинамики плазмы*. М.: Высшая школа, 1978. – 407 с.
84. Силин В.П., Рухадзе А.А. *Электромагнитные свойства плазмы и плазмopodobных сред*. Госатомиздат, 1961. – 244 с.
85. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. *Волны в магнитоактивной плазме*. Наука, 1970. – 208 с.
86. Райзер Ю. П. *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1992. – 536 с.

87. Sharma S., Sirse N., Kuley A., Sen A., Turner M.M. *Driving frequency effect on discharge parameters and higher harmonic generation in capacitive discharges at constant power densities*. Journal of Physics D: Applied Physics. – v.54 – №5 –2020
88. Howling A. A., Dorier J. L., Hollenstein C., Kroll U., Finger F. *Frequency effects in silane plasmas for plasma enhanced chemical vapor deposition*. Journal of Vacuum Science & Technology. –v.A10 – p1080 – 1992
89. Heintze M., Zedlitz R., Bauer G. H. *Analysis of High-Rate a-Si:H Deposition in a VHF Plasma*. Journal of Physics D: Applied Physics. – v.26 – pp. 1781-1786 – 1993
90. Kitajima T., Takeo Y., Nakano N., Makabe T. *Effects of frequency on the two-dimensional structure of capacitively coupled plasma in Ar*. Journal of Applied Physics. – v.84 – p.5928 - 1998
91. Zhu X. M., Chen W. C., Zhang S., Guo Z. G., Hu D. W., Pu Y. *Electron density and ion energy dependence on driving frequency in capacitively coupled argon plasmas*. Journal of Physics D: Applied Physics. – v.40 – №22 – p. 7019 – 2007
92. Ahn S. K., You S. J., Chang H. Y. *Driving frequency effect on the electron energy distribution function in capacitive discharge under constant discharge power condition*. Appl. Phys. Lett. – v.89 – 2006
93. Manash, K.P. *Electrostatic pickup rejection in low plasma current measurement* / K.P. Manash, P.K. Chattopadhyay, D. Bora // Measurement Science and Technology. - v.18. - №8. - pp. 2673-2680 - 2007
94. Середя, И.Н. *Зондовые методы диагностики плазмы: учеб. пособие* / И. Н. Середя, А. Ф. Целуйко. Харьков: ХНУ имени В.Н. Каразина, 2015. – 189 с.
95. Chen, F.F. *Lecture notes on Langmuir probe diagnostics* [электронный ресурс] / F.F. Chen. - Pres. on IEEE-ICOPS meeting, Jeju, Korea, June 5, 2003

96. Ершов, А. П. *Метод электрических зондов Ленгмюра*. Описание задачи спецпрактикума. М.: Физический факультет МГУ. 2007, 26 с.
97. Cooper J. *Plasma spectroscopy*. Reports on Progress in Physics. – v.29 – pp. 35-130 – 1966
98. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Павлов В.Б., Рухадзе А.А. *Особенности индуктивного ВЧ разряда низкого давления I (эксперимент)* // Физика плазмы – т.33 – №9 – с.802-815 – 2007
99. Diallo A., Keller S., Shi Y., Raitses Y., Mazouffre S. *Time-resolved ion velocity distribution in a cylindrical Hall thruster: Heterodyne-based experiment and modeling* // Review of Scientific Instruments – v.86 – №3 – 2015
100. Park H. M., Garvin C., Grimard D. S., Grizzle J. W. *Control of Ion Energy in a Capacitively Coupled Reactive Ion Etcher* // Journal of The Electrochemical Society – v.145 – №12 – 1998
101. Rafalskyi D., Aanesland A. *Plasma acceleration using a radio frequency self-bias effect* // Physics of Plasmas – v.22 – №6 – 2015
102. Задириев И. И., Кралькина Е. А., Вавилин К. В., **Швыдкий Г. В.**, Александров А. Ф. *Комбинация емкостного высокочастотного разряда и разряда постоянного тока для использования в плазменном ускорителе с замкнутым дрейфом электронов. Часть I. Вольт-амперная характеристика и импеданс разряда* // Прикладная физика – № 2 – с.10-14 – 2018
103. Задириев И. И., Кралькина Е. А., Вавилин К. В., **Швыдкий Г. В.**, Александров А. Ф. *Комбинация емкостного высокочастотного разряда и разряда постоянного тока для использования в плазменном ускорителе с замкнутым дрейфом электронов. Часть III. Математическое моделирование* // Прикладная физика – № 5 – с.33-37 – 2018

104. Wiebold M. D. *The effect of radio-frequency self-bias on ion acceleration in expanding argon plasmas in helicon sources*: dissertation submitted in a partial fulfillment of requirements for the degree of Doctor of Philosophy. University of Wisconsin - Madison 2011
105. Antonova T., Bougrov G., Bougrova A. et al. Study of Electron Energy Distribution Function (EEDFs) in Three DC Low-Pressure Plasma Sources // *Jpn. Appl. Phys.* – v.37 – p. 6906-6915 – 1998;
106. Shvydkiy G.V., Zadiriev I.I., Kralkina E.A., Vavilin K.V. *Acceleration of ions in a plasma accelerator with closed electron drift based on a capacitive radio-frequency discharge* // *Vacuum* – v.180 –p.1-5 – 2020
107. Швыдкий Г.В., Задириев И.И., Кралькина Е.А., Вавилин К.В. *Влияние внешней цепи на параметры плазмы в канале высокочастотного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов» в журнале* // *Прикладная физика* – №1 – с.24-30 – 2021
108. Kieffer L.J., Dunn H.G. *Electron Impact Ionization Cross-Section Data for Atoms, Atomic Ions, and Diatomic Molecules: I. Experimental Data* // *Review of Modern Physics.* – v.38 – №.1 – p.1-135 – 1966
109. de Heer F.J., Jansen R.H., van der Kaay W. *Total cross sections for electron scattering by Ne, Ar, Kr and Xe* // *J.Phys. B: Atom. Mol. Phys.* – v.12 – №6 – p.979-1002 – 1979

Список опубликованных статей по теме диссертации (Scopus, Web of Science и RSCI)

1. Задириев И. И., Кралькина Е. А., Вавилин К. В., **Швыдкий Г. В.**, Александров А. Ф. *Комбинация емкостного высокочастотного разряда и разряда постоянного тока для использования в плазменном ускорителе с замкнутым дрейфом электронов. Часть I. Вольт-амперная характеристика и импеданс разряда* // Прикладная физика – № 2 – с.10-14 – 2018
2. Задириев И. И., Кралькина Е. А., Вавилин К. В., **Швыдкий Г. В.**, Александров А. Ф. *Комбинация емкостного высокочастотного разряда и разряда постоянного тока для использования в плазменном ускорителе с замкнутым дрейфом электронов. Часть II. Функции распределения ионов по энергиям* // Прикладная физика – № 3 – с.5-8 – 2018
3. Задириев И. И., Кралькина Е. А., Вавилин К. В., **Швыдкий Г. В.**, Александров А. Ф. *Комбинация емкостного высокочастотного разряда и разряда постоянного тока для использования в плазменном ускорителе с замкнутым дрейфом электронов. Часть III. Математическое моделирование* // Прикладная физика – № 5 – с.33-37 – 2018
4. Kralkina E.A., Vavilin K.V., Zadiriev I.I., Nekliudova P.A., **Shvydkiy G.V.** *Optimization of discharge parameters in an inductive RF ion thruster prototype* // Vacuum – v.167 – p.136-144 – 2019
5. **Shvydkiy G.V.**, Zadiriev I.I., Kralkina E.A., Vavilin K.V. *Acceleration of ions in a plasma accelerator with closed electron drift based on a capacitive radio-frequency discharge* // Vacuum – v.180 – 109588 – 2020

6. **Швыдкий Г.В.**, Задириев И.И., Кралькина Е.А., Вавилин К.В. *Влияние внешней цепи на параметры плазмы в канале высокочастотного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов» в журнале // Прикладная физика – №1 – с.24-30 – 2021 [Shvydkiy G.V., Zadiriev I.I., Kralkina E.A., Vavilin K.V. Influence of an external circuit on the plasma parameters in the channel of the radio-frequency accelerator with a closed electron drift // Plasma Physics Reports – v. 47(10) – p.1075-1079 – 2021]*

Другие опубликованные работы по теме диссертации

7. **Швыдкий Г.В.**, Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Задириев И.И. *Влияние постоянного смещения активного электрода на энергию ионов в емкостном ВЧ разряде с внешним магнитным полем // Труды 45-й конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. – Звенигород, 2018 – 2-6 апр. – с. 295*
8. **Швыдкий Г.В.**, Кралькина Е.А., Вавилин К.В., Задириев И.И. Никонов А.М., Черников В.А., Александров А.Ф. *Влияние постоянного смещения активного электрода на энергию ионов в емкостном ВЧ разряде с внешним магнитным полем // Труды 46-й конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. – Звенигород, 2019 – 18-22 марта – с. 229*

Благодарность

Я выражаю глубокую благодарность моему научному руководителю Игнатову Александру Михайловичу за предложенную тему. Гусейну-заде Намику Гусейнага оглы за постоянное внимание к работе и помощь в учебном процессе. А также благодарность Таракановой Елене Николаевне за содействие в решении организационных вопросов. Отдельно хочется поблагодарить сотрудников физического факультета МГУ им. Ломоносова: Кралькину Елену Александровну, Вавилина Константина Викторовича, Задириева Илью Игоревича и Никонова Александра Михайловича за многочисленную помощь в проведении экспериментов, обсуждении результатов и внимание к исследовательской работе.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках
научного проекта № 19-32-90132 «Аспиранты»*