

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Федеральный исследовательский центр
«Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук»

На правах рукописи



Жуков Всеволод Игоревич

**СВЧ РАЗРЯД НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ТРУБКАХ, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ**

1.3.9. Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., проф. Гусейн-заде Н.Г.

Москва
2023

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ	12
1.1. Поверхностная электромагнитная волна на плазменном столбе	12
1.2. Теоретические основы поверхностных электромагнитных волн	20
1.2.1. ПЭВ на цилиндрическом проводнике	24
1.2.2. Аксиально-симметричная ПЭВ на плазменном столбе	27
1.2.3. ПЭВ дипольной моды, распространяющаяся по плазменному столбу	34
1.3. Технические приложения разрядов, поддерживаемых ПЭВ	36
ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СТЕНДОВ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ	39
2.1. Возбуждение ПЭВ СВЧ диапазона на плазменном столбе газового разряда..	39
2.1.1. Коаксиальный резонатор (сурфатрон)	40
2.1.2. Волноводный аппликатор ПЭВ	44
2.1.3. Возбуждение стоячей ПЭВ на плазменном столбе и металлическом проводе	45
2.2. Измерение характеристик разряда и распространяющейся по нему поверхностной волны	49
2.2.1. Измерение компонент напряженности электрического поля ПЭВ	49
2.2.2. Методы определения плотности плазмы	50
2.2.3. Измерения характеристик разряда по световому излучению плазмы	53
ГЛАВА 3. СТРУКТУРА РАЗРЯДА, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО ДИПОЛЬНОЙ И АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ МОДОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ	55
3.1. Возбуждение ПЭВ аксиально-симметричной и дипольной моды на плазменном столбе	55
3.2. Характеристики разряда, поддерживаемого ПЭВ аксиально-симметричной моды	57
3.2.1. Разряд, поддерживаемый стоячей ПЭВ аксиально-симметричной моды..	59

3.2.2. Радиальный профиль плотности разряда, поддерживаемого бегущей ПЭВ аксиально-симметричной моды.....	64
3.3. Характеристики разряда, поддерживаемого ПЭВ дипольной моды	69
3.3.1. Разряд, поддерживаемый стоячей ПЭВ дипольной моды	73
3.3.2. Сравнение структуры электрического поля дипольной и аксиально-симметричной моды ПЭВ	79
Выводы по главе 3.....	80
ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЧ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ТРУБКЕ, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО ПЭВ.	81
4.1. Распространение СВЧ разряда низкого давления, поддерживаемого поверхностной волной	81
4.2. Неустойчивый режим распространения разряда, поддерживаемого ПЭВ	88
4.3. Распространение разряда, поддерживаемого ПЭВ в поле стоячей волны.....	90
Выводы по главе 4.....	95
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	96
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	98

Введение

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) [1] представляют особый класс электромагнитных волн, распространяющихся по поверхности раздела сред с разными показателями диэлектрической проницаемости. Благодаря конечной проводимости, поверхность проводника имеет свойство концентрировать вблизи себя энергию ПЭВ, что отличает эти волны от объёмных электромагнитных волн (ОЭВ), распространяющихся в свободном трёхмерном пространстве. Сам термин «поверхностные электромагнитные волны» впервые использовал А. Зоммерфельд в 1899 г., когда теоретически рассматривал задачу об осевом токе в длинном цилиндрическом проводе. Решения максвелловских уравнений, амплитуда которых быстро спадала с ростом расстояния от поверхности провода, А. Зоммерфельд связал с ПЭВ. Поле ПЭВ экспоненциально затухает при удалении по обе стороны от волноведущей поверхности, это свойство волны и является отличительным признаком для ее идентификации в качестве поверхностной. ПЭВ Зоммерфельда относятся к «медленным» электромагнитным волнам, фазовая скорость которых меньше скорости света в вакууме. При определенных условиях поверхность раздела является направляющей структурой и такие ПЭВ переносят энергию вдоль поверхности. Поверхностные электромагнитные волны, направляемые поверхностью проводящих сред, привлекают большое внимание ученых в связи с задачами распространения электромагнитного излучения в различных областях науки [2]: от радиотехники до рентгеновской оптики.

В настоящее время актуальными являются исследования поверхностных волн СВЧ/ВЧ диапазона, где в качестве направляющих структур используется газоразрядная плазма в диэлектрических трубках [3]. Первые исследования, посвященные распространению поверхностных волн по плазме, были проведены Трайвелписом и Гоулдом [4] в 1950-х годах. Возбуждение поверхностной волны возможно в случае, когда ПЭВ распространяется по независимо созданной плазме и не влияет на свойства плазмы. Такой режим распространения ПЭВ может быть использован, в частности, для диагностики плазмы.

Особый интерес представляет самосогласованный режим, когда ПЭВ распространяется по плазменному столбу газового разряда, который поддерживается самой поверхностной волной. Данное направление исследований получило бурное развитие после разработки различных способов возбуждения [5] разрядов – создание источников плазмы, в которых электромагнитная энергия с высокой эффективностью трансформируется в поверхностную волну, которая самосогласованным образом поддерживает разряд. Такой тип разрядов находит свое применение во многих приложениях [6-7] среди которых плазменная обработка поверхностей, CVD осаждение тонких алмазных пленок, дезинфекция и стерилизация материалов, удаление двуокиси углерода (CO_2) из смеси газов. Одним из перспективных направлений Такие антенны обладают рядом преимуществ – снижение радиолокационной заметности, возможность быстрого включения и выключения, динамической перестройки частотной характеристики, управление диаграммой направленности антенны.

Всё вышеперечисленное обуславливает **актуальность темы диссертационной работы.**

Целью работы является исследование физических свойств газового разряда низкого давления в диэлектрических трубках, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ) сантиметрового диапазона.

Для достижения поставленной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследование структуры электрического поля ПЭВ дипольной и аксиально-симметричной моды на плазменном столбе газового разряда низкого давления в кварцевой цилиндрической трубке.
2. Определение радиального профиля плотности плазмы в зависимости от давления в газоразрядной трубке.
3. Возбуждение стоячей ПЭВ дипольной и аксиально-симметричной моды, поддерживающей плазменный столб газового разряда, между двух металлических зеркал.

4. Оценка влияния резонанса ПЭВ на структуру плазменного столба. Сравнение с резонансом ПЭВ Зоммерфельда на металлическом проводе в открытом резонаторе поверхностной волны.

5. Исследование распространения ионизационного фронта газового разряда низкого давления в кварцевой цилиндрической трубке, поддерживаемого СВЧ поверхностной волной.

6. Управление неустойчивостями на фронте разряда, поддерживаемого ПЭВ, на его заключительной стадии распространения при приближении к энергобалансу ионизации и потерь.

Объектом исследования диссертационной работы является газовый разряд низкого давления в кварцевых трубках, поддерживаемый поверхностной электромагнитной волной сантиметрового диапазона.

Предмет исследования – распределение электромагнитного поля поверхностной волны и его связь с характеристиками газового разряда.

Новизна диссертационного исследования

- При исследовании распространения СВЧ разряда, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной, в кварцевой трубке в воздухе низкого давления, экспериментально определено, что характерный размер ионизационного фронта разряда не зависит от давления и расстояния от источника излучения и приблизительно равен диаметру трубки.

- Обнаружен неустойчивый режим распространения разряда на заключительной стадии его развития, т.е. при приближении к энергобалансу ионизации и потерь, связанный с характерными особенностями поверхностной волны в прифронтной области разряда.

- Осуществлено управление характером распространения разряда путем конфигурирования излучаемого с фронта разряда поля при помощи одного или двух металлических отражателей.

- Использован режим стоячей волны для исследования структуры ПЭВ дипольной и аксиально-симметричной моды. Показана возможность стабильного поддержания сильномодулированного (степень модуляции $n_{e\max}/n_{e\min} = 5$) плазменного столба длиной порядка 10 длин волн. Продемонстрирован способ создания открытого резонатора ПЭВ Зоммерфельда на одиночном цилиндрическом проводнике на частоте 6 ГГц.

Научно-практическая значимость работы

Определены оптимальные условия распространения разряда, поддерживаемого СВЧ поверхностной волной, в воздухе низкого давления. Экспериментально обнаружен нестабильный режим распространения разряда, связанный с возмущением поля поверхностной волны в прифронтной области.

Возбуждение стоячей ПЭВ на плазменном столбе позволило исследовать структуру поля возбуждаемых мод поверхностной волны и их влияние на поддержание разряда. Предложенная численная модель стоячей ПЭВ на плазменном столбе хорошо согласуется с экспериментом и позволяет исследовать структуру стоячего поля ПЭВ дипольной и аксиально-симметричной моды как снаружи плазменного столба, так и внутри него.

Исследованные динамические характеристики и особенности распространения СВЧ разряда низкого давления, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной, играют важную роль в разработке плазменных антенн с заданными параметрами (время включения/выключения, учет длительности переходных процессов, устойчивость разряда).

Реализован резонанс ПЭВ на плазменном столбе длиной превышающей 10λ . Проведенные исследования продемонстрировали возможность поддержания плазменного столба со степенью модуляции плотности плазмы $n_{e\max}/n_{e\min} = 5$. Сильномодулированные плазменные структуры могут быть использованы в различных радиотехнических устройствах с управляемыми параметрами (антенные решетки, волноводные переключатели, защита радиоприемных устройств от мощных электромагнитных импульсов (ЭМИ)).

Положения диссертационной работы, выносимые на защиту:

1. При возбуждении стоячей поверхностной электромагнитной волны дипольной моды (ПЭВ) сантиметрового диапазона, поддерживающей плазменный столб газового разряда низкого давления в кварцевой трубке, не происходит заметной модуляции плотности плазмы в отличие от стоячей ПЭВ аксиально-симметричной моды, где модуляция плотности плазмы достигает $n_{max}/n_{min} = 5$.

2. При приближении к энергобалансу ионизации и потерь на заключительной стадии распространения разряда низкого давления в кварцевых цилиндрических трубках, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ) сантиметрового диапазона, возникает неустойчивость на фронте разряда. Она обусловлена возмущением поля поверхностной волны в области фронта разряда и неоднородным излучением плазменного столба и характеризуется частичными распадами, скачками и остановками фронта, причем длина распадов и скачков $\approx \lambda_s/2$, где λ_s – длина ПЭВ.

3. Установка рефлектора на пути распространения разряда в области энергобаланса ионизации и потерь позволяет контролировать неустойчивость на фронте разряда. Между двумя рефлекторами разряд распространяется в виде следующих друг за другом плазменных фрагментов длиной $\lambda_s/2$, число которых варьируется от 1 до 6 в зависимости от расстояния между рефлекторами.

Обоснованность и достоверность научных положений и выводов подтверждаются достаточным количеством экспериментальных данных, современными методами исследования, которые соответствуют цели работы и поставленным задачам. Достоверность результатов также подтверждается их надежной воспроизводимостью и соответствием выводов, сделанных в работе на основе представленных экспериментальных данных и численных моделей, в частных случаях с результатами, полученными другими авторами.

Апробация работы. Результаты, изложенные в диссертационной работе, неоднократно докладывались на международных и всероссийских конференциях (11 докладов), а также на научных семинарах ИОФ РАН и МГУ имени М.В.

Ломоносова. Научные исследования по тематике диссертационной работы были поддержаны грантом РФФИ № 20-32-90162 (Аспиранты) «Особенности СВЧ разряда на поверхностной электромагнитной волне и его приложения».

Публикации. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 5 статьях в рецензируемых научных изданиях из перечня ВАК, из которых 4 входят в международные базы данных WoS и SCOPUS.

Личный вклад автора состоит в участии в постановке задач, планировании экспериментов и анализе полученных результатов. Численные расчеты, представленные в диссертации, проводились лично автором, а экспериментальные исследования выполнены в соавторстве с коллегами.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 108 страниц, включая 55 рисунков. Библиографический список содержит 96 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертационного исследования, сформулированы цель, задачи и научная новизна исследования. Дана общая характеристика работы и раскрыта ее практическая значимость, приведено краткое изложение основных разделов диссертации. Также в этом разделе выделен личный вклад автора и сформулированы положения, выносимые на защиту.

Первая глава содержит литературный обзор по поверхностным электромагнитным волнам (ПЭВ). Приведена классификация ПЭВ и результаты научных работ, посвященных распространению ПЭВ по газоразрядной плазме. Изложены теоретические основы поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся по границе раздела плазма-вакуум и плазма-диэлектрик. Приведены основные соотношения для плазмы разряда низкого давления, поддерживаемого поверхностной волной. Отдельное внимание уделяется

условиям возбуждения аксиально-симметричной ($m = 0$) и дипольной ($m = 1$) мод ПЭВ на плазменном столбе и их дисперсионным характеристикам. Представлен обзор актуальных технологических применений и приложений, в основе которых лежат разряды, поддерживаемые ПЭВ.

Вторая глава посвящена экспериментальным установкам по возбуждению разряда низкого давления, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной сантиметрового диапазона и методике измерений электрического поля ПЭВ и характеристик разряда. Параграф 2.1 посвящен возбуждению ПЭВ СВЧ диапазона на газоразрядной плазме. При этом возбуждается поверхностная волна, которая сама создает и поддерживает плазму. Описано устройство аппликаторов ПЭВ двух видов: коаксиального резонатора (сурфатрона) и волноводного аппликатора, с рабочими частотами 440 МГц и 2.45 ГГц, соответственно. Приведена схема возбуждения стоячей ПЭВ на плазменном столбе и металлическом стержне между двух плоских зеркал, образующих открытый резонатор ПЭВ. В параграфе 2.2 приведена методика измерения характеристик разряда: абсолютной плотности плазмы и ее распределения (аксиальные и радиальные профили плотности); скорости распространения фронта разряда; измерение компонент электрического поля ПЭВ.

В третьей главе исследуются СВЧ разряды низкого давления в длинных кварцевых трубках ($l \gg \lambda$), поддерживаемые поверхностной электромагнитной волной аксиально-симметричной ($m = 0$) и дипольной ($m = 1$) моды. Представлены результаты экспериментальных и численных исследований структуры электрического поля ПЭВ и профилей плотности плазмы при возбуждении обеих мод. Показано, что возбуждение стоячей волны на плазменном столбе в зависимости от возбуждаемой моды может приводить к формированию локальных минимумов и максимумов плотности плазмы, период которых равен половине длины поверхностной волны. Высокое значение КСВН поверхностной волны и накопление энергии между зеркалами позволяет рассматривать эту систему как открытый резонатор ПЭВ на плазменном столбе некоторой добротностью. Проведено сравнение такого резонатора с открытым резонатором

поверхностной волны, где в роли проводника ПЭВ выступает тонкий ($R \ll \lambda$) металлический стержень. Оценено отношение энергии поля поверхностной волны в плазме и в окружающем разряд пространстве, как в случае свободного разряда, так и при резонансе.

Четвертая глава посвящена исследованию процесса распространения ионизационного фронта СВЧ разряда, поддерживаемого ПЭВ, в кварцевой трубке наполненной воздухом низкого давления. Определены оптимальные условия распространения разряда. На основании экспериментальных измерений частоты ионизации и потерь электронов проведена оценка распределения электрического поля в области ионизационного фронта. Экспериментально обнаружен нестабильный режим распространения разряда при приближении к энергобалансу ионизации и потерь, связанный с возмущением поля поверхностной волны в прифронтной области и характеризующийся частичными распадами, скачками и остановками фронта. Показано, что установка металлического рефлектора на пути распространения фронта позволяет контролировать эти процессы. Установка системы из двух рефлекторов на пути разряда позволяет жестко задать структуру поля, создаваемого излучением разряда. Это приводит к распространению разряда между зеркалами в виде следующих друг за другом плазменных фрагментов длиной $\lambda_s/2$, где λ_s – длина поверхностной волны.

В заключении приведены основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава 1. Поверхностные электромагнитные волны на газоразрядной плазме

Поверхностными электромагнитными волнами называются волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух разнородных сред с разными показателями диэлектрической проницаемости. Их поля локализованы вблизи поверхности раздела и затухают по мере удаления от неё. Сам термин «поверхностные электромагнитные волны» впервые использовал А. Зоммерфельд в 1899 г., когда теоретически рассматривал задачу об осевом токе в длинном цилиндрическом проводе [1]. В данной работе будут рассматриваться поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ), распространяющиеся по границе раздела плазмы – диэлектрик. В контексте настоящей работы в качестве такой среды выступает плазменный столб газового разряда в диэлектрических трубках.

1.1. Поверхностная электромагнитная волна на плазменном столбе

Распространение ПЭВ по плазменному столбу аналогично распространению ПЭВ на металлическом проводе, который можно рассматривать как плазмopodobную среду. Первые работы о поверхностных волнах, распространяющихся по плазменному столбу принадлежат Трайвелпису [9-10] и Гранатштейну [11]. Волны, которые в терминологии Трайвелписа первоначально назывались волнами пространственного заряда, в дальнейшем стали называться поверхностными электромагнитными волнами. В качестве «волновода» ПЭВ выступал положительный столб газового разряда, заключенный в стеклянную трубку и поддерживаемый приложенным постоянным напряжением между катодом и анодом трубки. В работе Трайвелписа впервые были представлены условия распространения ПЭВ, а также получены дисперсионные соотношения, учитывающие наличие кварцевой трубки. Были исследованы конфигурации, где разрядная трубка помещалась в цилиндрический волновод (рисунок 1а).

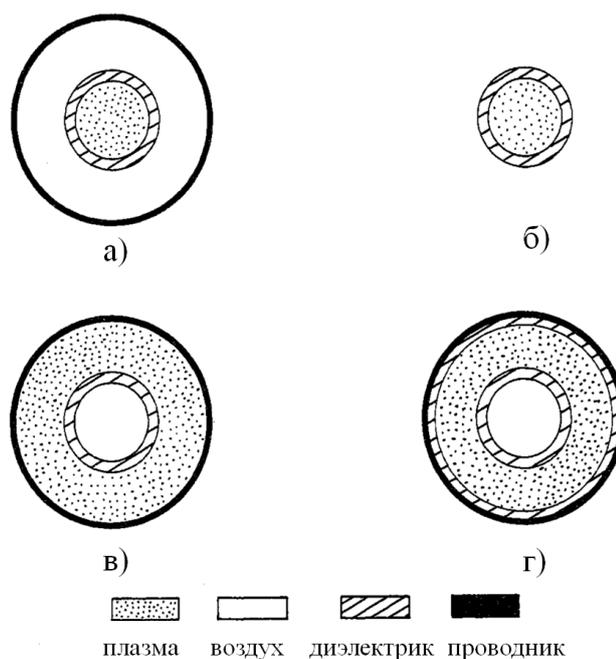


Рисунок 1.1. Конфигурации разряда.

Плазма, ограниченная диэлектриком/вакуумом, а также окруженная или не окруженная металлической трубкой, дополняет конфигурацию волновода. В работах [9-10] были также исследованы моды Трайвеллписа-Гоулда, возникающие при наличии внешнего постоянного магнитного поля. В тот период основой представлений о волноводных структурах для распространения ПЭВ были разряды постоянного тока при сравнительно низких давлениях, т.е. плазменные столбы с заданными параметрами, существующие независимо от поверхностной волны. Плотность плазмы была постоянна по длине разряда, а исследования дисперсионных характеристик волны проводились путем изменения ее частоты.

Поверхностная волна, не вносящая дополнительной ионизации, может быть использована для диагностики плазменных столбов, созданных сторонними источниками [9]. Фазовые характеристики поверхностных волн зависят только от геометрии, внешнего магнитного поля и плотности плазмы. Таким образом, зная геометрию системы и величину магнитного поля, по экспериментальным данным о длине поверхностной волны можно определить плотность плазмы. В отличие от объемных высокочастотных волн, которые в изотропной плазме расщепляются на чисто продольные и чисто поперечные, ПЭВ сочетают в себе свойства этих волн [12]. Как следствие, электрическое поле поверхностной волны имеет компоненты

как вдоль, так и перпендикулярно волновому вектору, направленному вдоль границы раздела между плазмой и окружающим диэлектриком.

Поверхностные волны, распространяющиеся по газоразрядной плазме, относятся к классу «медленных» поверхностных волн, фазовая скорость которых v_f меньше скорости света в окружающем диэлектрике $c/\sqrt{\varepsilon_d}$, где c – скорость света, а ε_d – диэлектрическая проницаемость. Поверхностная электромагнитная волна может распространяться вдоль границы раздела плазма-диэлектрик при частотах ниже резонансной частоты ПЭВ $\omega_0 = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_s}$ (ω_p – плазменная частота), что справедливо для бесстолкновительной и слабостолкновительной плазмы, а направляющей поверхностью для распространения ПЭВ является граница раздела двух сред с противоположными по знаку коэффициентами диэлектрической проницаемости [12].

Первые экспериментальные наблюдения поверхностных электромагнитных волн на плазменном столбе были сделаны в конфигурации цилиндрического плазменного столба, заключенного в стеклянную трубку, коаксиальную с круглым металлическим волноводом. Изначально задача исследования состояла в проверке гипотезы о том, что волны, распространяющиеся в дрейфующих электронных пучках, будут также распространяться, даже если "пучки" не дрейфуют [10]. Конфигурация, показанная на рисунке 1.2 а, позволяет прикладывать к плазменному столбу устойчивое аксиальное магнитное поле. Наличие магнитного поля обусловлено тем, что дрейфующие электронные пучки фокусируются полем и от его присутствия зависит распространение волн. Моделирование недрейфующего электронного пучка проводилось в ртутно-дуговом разряде низкого давления. В ходе исследования характеристик волн пространственного заряда (объемных волн) на плазменных столбах было замечено, что волны распространяются даже в отсутствие приложенного постоянного магнитного поля [10]. Эти волны, распространяющиеся при нулевом магнитном поле, и были впоследствии названы поверхностными электромагнитными волнами. В данной конфигурации (рисунок 1.1 а) в основном

могут распространяться два типа волн. Первый соответствует обычным модам пустого волновода ($v_f \geq c$), возмущенным присутствием плазмы. Из-за наличия плазмы их уже нельзя разделить на чистые TE - и TM - волны, как в пустом волноводе, за исключением азимутально-симметричной моды. Второй тип волн относится к поверхностным плазменным волнам, которые не могут существовать без плазмы, и их частота может быть намного меньше частоты пустого волновода. При увеличении диаметра плазмы по сравнению с диаметром волновода или при увеличении ее электронной плотности волноводные моды возмущаются все больше, и ситуация усложняется из-за связи между плазменными и волноводными модами. При увеличении радиуса цилиндрического волновода до бесконечности волноводные моды исчезают и остаются только моды, связанные с поверхностной волной. В работах [13-14] исследовались и другие цилиндрические конфигурации (рисунок 1.1 в, г). На внутренней поверхности таких трубок может распространяться обратная поверхностная волна. Наличие внешнего металлического цилиндра, с которым плазма находится в контакте либо отделена от него тонким слоем диэлектрической трубки, необходимо для устранения прямой поверхностной волны, которая в противном случае распространялась бы на внешней поверхности плазмы, что приводило бы к интерференции прямой и обратной волн. Конфигурация «волновода» ПЭВ в большинстве экспериментальных установок соответствует открытому плазменному столбу (в диэлектрической трубке) (рисунок 1.1 б), представляющему наиболее удобную конфигурацию для исследования ПЭВ. В некоторых экспериментах разрядную трубку экранируют, где в качестве экрана выступает сетчатая или сплошная трубка, защищающая систему от внешних наводок [12]. При этом экран должен быть на достаточном расстоянии от разрядной трубки, чтобы исключить возмущение поверхностной волны.

В 1960х годах большинство экспериментальных и теоретических работ были посвящены исследованию электродинамических характеристик ПЭВ на плазменном столбе. Возбудители ПЭВ имели сравнительно малую мощность и не

вносили дополнительную ионизацию в плазму, распространяясь по разрядному столбу. Большинство экспериментов с поверхностными волнами проводилось с положительным столбом плазмы в разряде постоянного тока при низких давлениях (~1-10 мТорр). В работе Трайвелписа [10] использовался разряд паров ртути с горячим катодом. В других работах осуществлялись разряды в аргоне, неоне, криптоне, ксеноне и гелии.

Возбудить поверхностную волну на плазменном столбе достаточно просто. Практически любая радио или СВЧ антенна или согласующее устройство расположенное вблизи плазменного столба будет возбуждать на нем ПЭВ. Основная задача проблема состоит в разработке аппликатора, который с максимальной эффективностью возбуждает конкретную моду ПЭВ. Различают два типа эффективности: эффективность согласования и эффективность преобразования ВЧ/СВЧ сигнала в ПЭВ [15]. Надлежащее согласование импеданса аппликатора с линией передачи позволяет передать всю входящую мощность в аппликатор. Что касается эффективности преобразования, то это отношение мощности, уносимой поверхностной волной, к полной фактически излучаемой мощности, которая всегда включает и объемное излучение. В работах Трайвелписа и Гоулда [9-10] возбудителем ПЭВ являлся анод газоразрядной трубки, соединенный с ВЧ генератором (рисунок 1.2 а). Одним из наиболее простых способов является возбуждение ПЭВ через круглое отверстие в широкой стенке прямоугольного волновода. На плазменном столбе, один конец которого помещается в это отверстие, возбуждаются ПЭВ как азимутально-симметричной, так и дипольной моды. Аналогичный результат получается, когда плазменный столб проходит поперек волновода (рисунок 1.2в). Двухкольцевой возбудитель (рисунок 1.2 б) также может возбуждать одновременно $m = 0$ и $m = 1$ моды. Оригинальный метод, позволяющий возбуждать чисто дипольную $m = 1$ моду, заключается в нанесении тонкого покрытия (~0,05 мм) из диоксида титана на внутреннюю поверхность разрядной трубки. Изменяя среднюю диэлектрическую проницаемость трубки (которая увеличивается с ростом толщины покрытия),

можно модифицировать дисперсионную кривую таким образом, чтобы для заданного значения ω/ω_p существовала только мода $m = 1$ [16].

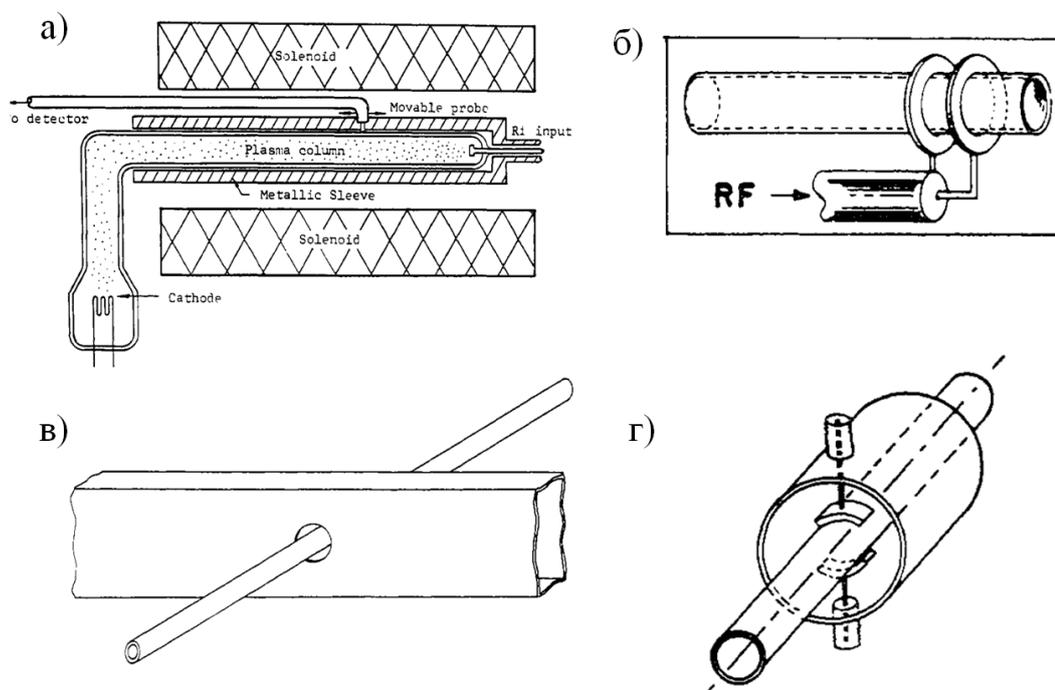


Рисунок 1.2. Виды возбуждителей ПЭВ на плазменном столбе.

Однако удобнее добиться выбора моды с помощью соответствующей конструкции аппликатора ПЭВ. Были предложены и испытаны различные аппликаторы, возбуждающие поверхностную волну $m = 0$, $m = 1$ и $m = 2$ моды [17]. Конструкция одного из дипольных аппликаторов ПЭВ представлена на рисунке 1.2 г. Достаточно просто возбуждение дипольной моды достигается с помощью открытого волновода, установленного так, что его поле E направлено перпендикулярно плазменному столбу. Недостатком такого метода является низкая эффективность преобразования ВЧ/СВЧ сигнала в ПЭВ.

С 1970-х годов интерес к поверхностным волнам на газоразрядной плазме сместился от исследования неионизирующих ПЭВ к способам получения ВЧ и СВЧ плазмы с помощью ПЭВ. Плазма создается распространяющейся поверхностной волной, а распространение волны поддерживается создаваемой ей плазмой [17, 18]. В основном различают два типа таких разрядов: разряды, поддерживаемые ПЭВ без внешнего магнитного поля и разряды, поддерживаемые

ПЭВ во внешнем магнитном поле (моды Трайвелписа-Гоулда) [9, 19]. Тума в 1970 г., вероятно, был первым, кто зарегистрировал разряд, создаваемый ПЭВ [20].

Среди различных ВЧ- и СВЧ- разрядов, разряд, поддерживаемый поверхностной электромагнитной волной, обладает наиболее широким диапазоном параметров [18]: получаемый разряд прекрасно воспроизводим и может быть реализован в чрезвычайно широком диапазоне частот (200 кГц - 10 ГГц), диаметров трубок (0.5 мм - 400 мм) и давлений газа (от 10^{-4} Торр до, по крайней мере, десятикратного атмосферного давления) [21-22]. На практике такой широкий диапазон частот стал возможен благодаря разработке целого семейства приборов (называемых аппликаторами ПЭВ), позволяющих генерировать плазменные столбы. В 1974 г. группой Муассана были созданы и запатентованы [23, 24] аппликаторы ПЭВ (впоследствии названные сурфатрон и волноводный аппликатор), эффективно преобразующие ВЧ/СВЧ энергию в поверхностную волну и позволяющие получать длинные плазменные столбы. Сурфатрон представляет собой коаксиальный резонатор, возбуждающий аксиально-симметричную ПЭВ. Так, работа [23] презентует сурфатрон мощностью 80 Вт с рабочей частотой 500 МГц, генерирующий плазменный столб длиной 1.8 м с плотностью плазмы $10^{10} \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Рабочий диапазон частот сурфатрона лежит в пределах от 100 МГц до 2,45 ГГц. Мощность при использовании стандартных коаксиальных кабелей и разъемов ограничена 300 - 450 Вт на частоте 2,45 ГГц. Переходя к волноводным структурам возможно преодолеть ограничения по мощности сурфатрона и повысить рабочую частоту. Волноводный аппликатор представляет собой секцию закороченного с двух концов прямоугольного волновода: один конец закорочен подвижным металлическим поршнем, а через другой вводится СВЧ излучение. Разрядная трубка проходит через соосные круглые отверстия в широких стенках волновода. Для более тонкой настройки импеданса используют более сложные конструкции, где к одному из отверстий подсоединяется коаксиальная секция с подвижным коаксиальным поршнем. Волноводный аппликатор ПЭВ позволяет в штатном режиме работать с мощностями порядка 10 кВт на частотах 2,45 – 10 ГГц. Для работы на более

низких частотах (1 – 100 МГц) был разработан коаксиальный Ро-бокс аппликатор [18].

В случае неионизирующих волн возбуждаемая мода ПЭВ определяется распределением поля, накладываемым аппликатором. Однако это не относится к поверхностным волнам, поддерживающим разряд. В работе [25] была подробно изучена проблема возбуждения $m = 0$ и $m = 1$ мод поверхностной волны, поддерживающей разряд. Возбуждение дипольной моды, поддерживающей разряд, возможно только при условии, что произведение частоты волны f и радиуса трубки a превышает некоторое критическое значение ~ 2 ГГц·см. Волна моды $m = 0$ может распространяться и поддерживать плазму при любом значении произведения fa , но ее возбуждение затруднено, когда $fa > 2$ ГГц·см. Для поддержания плазмы в трубках большого диаметра используют трубки с коническим переходным сечением. При этом волна возбуждается по сечению малого диаметра. При достаточной мощности волна аксиально-симметричной моды распространяется на участок с большим диаметром.

Особенно важным как с фундаментальной, так и с практической точки зрения является исследование динамики разрядов на поверхностных волнах и механизмов их распространения. Так, скорость фронта определяет время включения антенны. Важнейшей особенностью разрядов на поверхностных волнах (ПЭВ) является то, что ионизационный фронт разряда распространяется от источника СВЧ излучения, в то время как объемные разряды распространяются в противоположную сторону. До сих пор остается много вопросов, связанных с распространением ионизационного фронта. Разными коллективами рассматривались различные механизмы распространения [26-29], связанные с диффузией, пондеромоторной силой, волной пробоя в неоднородном электрическом поле перед фронтом. В теоретической работе [30] и в численном моделировании [31] показано, что на скорость волны пробоя оказывает влияние эффект усиления поля в области плазменного резонанса на фронте разряда. Механизм распространения фронта может быть объяснен поглощением энергии

ПЭВ и нелокальным нагревом электронов в области плазменного резонанса [32]. Такой механизм распространения может реализовываться в условиях низкого давления, т.к. как известно [33], усиление поля в плазменном резонансе пропорционально ω/ν_m , где ν_m – частота столкновений электронов с нейтралами. В области фронта разряд оторван от стенки, и концентрация сильно неоднородна как в продольном, так и в поперечном направлении с максимумом на оси трубки [31]. Такой градиент плотности на фронте приводит к увеличению поглощения мощности поверхностной волны и, как следствие, к усилению продольной и поперечной компоненты электрического поля в плазменном резонансе.

1.2. Теоретические основы поверхностных электромагнитных волн

Поверхностные электромагнитные волны являются особым решением уравнений Максвелла, которое впервые было обнаружено Зоммерфельдом в начале XX в [1]. Для исследования свойств поверхностных волн рассмотрим уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho_{ext}, & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J}_{ext} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Удобно преобразовать уравнения Максвелла к виду волновых уравнений (в отсутствие внешних зарядов и токов):

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.2)$$

Для неоднородной среды его нужно решать отдельно в областях постоянных значений ε , а полученные решения сшить, используя граничные условия. При этом временную зависимость электромагнитного поля будем полагать гармонической $E, H \propto \exp(-i\omega t)$. Тогда волновое уравнение для векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} запишется как:

$$\Delta \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} + \varepsilon\mu \frac{\omega^2}{c^2} \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} = 0 \quad (1.3)$$

Полученное уравнение называется уравнением Гельмгольца [17], описывающее монохроматическую электромагнитную волну. Одним из решений этого уравнения является свободная электромагнитная волна, где векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} перпендикулярны волновому вектору \mathbf{k} .

Рассмотрим решение, описывающее поверхностную электромагнитную волну. Пусть плоскость $z = 0$ разделяет две полубесконечные среды с диэлектрическими проницаемостями ε_1 (область 1, $z > 0$) и ε_2 (область 2, $z < 0$). Данные среды будем считать немагнитными ($\mu_1 = \mu_2 = 1$). Структура ПЭВ, распространяющейся вдоль границы раздела проводящей среды с диэлектрической проницаемостью ε_2 и диэлектрика ε_1 , схематично представлена на рисунке 1.3.

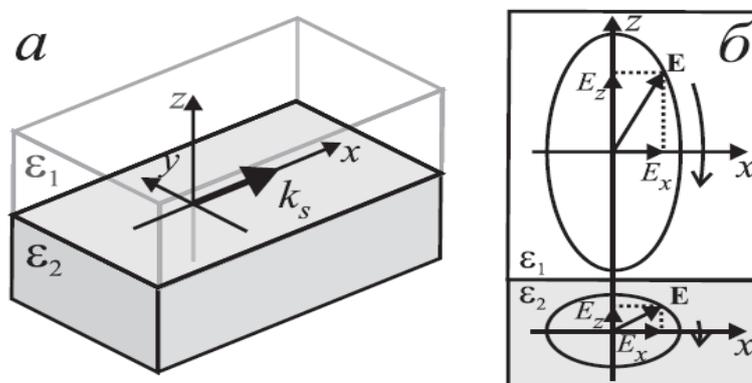


Рисунок 1.3 – Схема формирования ПЭВ.

Волновое уравнение, связанное с поверхностной волной имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} = 0 \quad (1.4)$$

Где $\beta = k_s$ – коэффициент распространения бегущей волны, или волновой вектор в направлении распространения.

Для нахождения из волнового уравнения пространственного профиля ПЭВ и дисперсионного соотношения найдем явные выражения для компонент \mathbf{E} и \mathbf{H} . Используя уравнения Максвелла и гармоническую зависимость от времени систему уравнений, описывающую распространение ПЭВ можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z &= i\omega\mu_0 H_y, & \frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z &= -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -i\omega\mu_0 H_x, & \frac{\partial H_y}{\partial z} &= i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_x, \\ i\beta E_y &= i\omega\mu_0 H_z, & i\beta H_y &= -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_z \end{aligned} \quad (1.5)$$

Данная система уравнений имеет два самосогласованных [14] решения для волн с различными поляризациями. Одно из решений определяет поперечные магнитные моды (TM - или p -), где отличными от нуля являются компоненты E_x, E_z, H_y . Другое решение – поперечные электрические моды (TE - или s -) с неравными нулю компонентами поля H_x, H_z, E_y . Известно [34, 35], что физический смысл имеет лишь решение для TM - моды. ПЭВ может существовать только как частично продольная TM - волна. TE - поверхностной волны не существует, т.к. невозможно удовлетворить граничным условиям.

Волновое уравнение для TM - моды имеет вид:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - (\beta^2 - k_0^2\varepsilon)H_y = 0 \quad (1.6)$$

Решениями данных уравнений являются векторы электрического и магнитного полей, экспоненциально спадающие при удалении от границы раздела сред в ортогональном к плоскости yOx направлении z . Волновые решения для компонент поля поверхностной волны:

$$\begin{aligned}
& \text{для } z > 0: & \text{для } z < 0: \\
& H_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z}, & H_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{k_2 z}, \\
& E_x(z) = iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z}, & E_x(z) = -iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{k_2 z}, \\
& E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{-k_1 z}, & E_z(z) = -A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{k_2 z},
\end{aligned} \tag{1.7}$$

где $k_{1,2}^2 = (\beta^2 - \varepsilon_{1,2} \frac{\omega^2}{c^2})$ – проекция мнимого волнового вектора на ось z .

$\text{Re}(k_{1,2}) > 0$ из условия удержания волны на поверхности.

Граничные условия непрерывности тангенциальных компонент полей при $z = 0$:

$$H_{y1} = H_{y2} \equiv H, \quad E_{x1} = E_{x2} \equiv E_x \tag{1.8}$$

Учитывая эти условия в (1.7) получим $A_1 = A_2$, а также что волновые решения справедливы только при выполнении соотношения

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \tag{1.9}$$

Из соотношения (1.9) следует, что для существования ПЭВ действительные части ε_1 и ε_2 должны иметь разные знаки. Для металлов условие $\text{Re}(\varepsilon) < 0$ выполняется на частотах ниже плазменной частоты свободных электронов в металле $\omega < \omega_p$.

Будем рассматривать плоскую границу раздела металл-диэлектрик, в которой полупространство $z > 0$ заполнено диэлектриком с положительной вещественной диэлектрической проницаемостью ε_1 , а $z < 0$ металлоподобным веществом, описываемым функцией $\varepsilon_2(\omega)$, причем $\text{Re}(\varepsilon_2) < 0$.

Подставив (1.9) в (1.7) получим выражения волновых векторов, нормальных к поверхности раздела:

$$k_1 = \sqrt{-\frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} k_0, \quad k_2 = \sqrt{-\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} k_0. \tag{1.10}$$

Волновой вектор β в соответствии с граничными условиями одинаков в обеих средах. Значит, на границе раздела должен быть одинаков для обеих сред (т.к. среды одинаково немагнитные) и вектор магнитного поля. Чтобы удовлетворить этим требованиям вектор \mathbf{H} должен лежать перпендикулярно β и направлен по оси y . Следовательно, ПЭВ может существовать только как частично продольная TM -волна. TE -поверхностной волны не существует, т.к. невозможно удовлетворить граничным условиям. Из уравнений (1.10) и (1.9) получим дисперсионное уравнение для распространения ПЭВ [36]:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (1.11)$$

Это выражение справедливо как для действительных, так и для комплексных значений ε_2 , т.е. как для поглощающих, так и для непоглощающих проводников. Такая волна является не строго поперечной, а квазиплоской TM -волной. Схема распространения подобной волны представлена на рисунке 1.4.

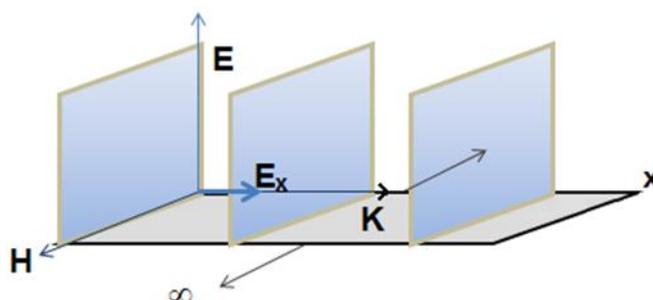


Рисунок 1.4. Схема распространения поверхностной TM -волны.

Волновой фронт плоский и немного наклонен в сторону распространения волны за счет появления продольной компоненты E_x . ПЭВ удерживается у поверхности, затухая в направлении x гораздо меньше, чем электромагнитная волна в свободном пространстве.

1.2.1. ПЭВ на цилиндрическом проводнике

Рассмотрим случай распространения ПЭВ по цилиндрическим направляющим структурам (металлический стержень, столб газоразрядной

плазмы). Если радиус проводника достаточно мал по сравнению с длиной волны $a \ll \lambda/2\pi$, то основным типом волн будет поверхностная волна азимутально-симметричного типа E_{00} [37]. Поверхностная волна такого типа образуется также и на неидеальном проводнике без диэлектрической оболочки, распространяясь по проводнику за счет его конечной проводимости. Именно такая волна была подробно рассмотрена Зоммерфельдом. Волновой вектор ПЭВ β направлен в сторону распространения волны по стержню (рисунок 1.5). Электрическая проницаемость оптически активной среды – ε_2 , ε_1 – диэлектрическая проницаемость.

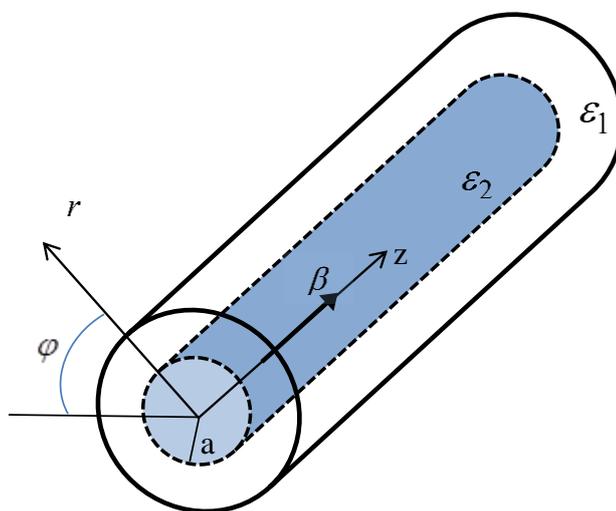


Рисунок 1.5. Распространение ПЭВ по цилиндрическому проводнику, окруженному диэлектриком.

Очевидно, что общие свойства ПЭВ на цилиндрическом проводнике подобны свойствам ПЭВ на плоских поверхностях. Поэтому можно записать уравнения Максвелла в цилиндрических координатах. При этом следует учитывать, что при предельном переходе $r \rightarrow \infty$ должно получиться решение для плоского случая, следовательно, существует только ТМ-волна. Учтем, что ПЭВ должна спадать по обе стороны от границы раздела $r = a$ и что на оси проводника радиальная компонента электрической напряженности должна обращаться в нуль, а аксиальная компонента иметь нулевую производную. Уравнение Гельмгольца в цилиндрических координатах:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{E}(r, \varphi)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(r, \varphi)}{\partial \varphi^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - k_s^2 \right) \mathbf{E}(r, \varphi) = 0 \quad (1.12)$$

После процедуры разделения переменных азимутальная компонента имеет решение вида $\exp(im\varphi)$. Рассматривая азимутально-симметричную поверхностную волну полагаем $m=0$. Тогда решение уравнения Гельмгольца запишется в виде цилиндрических функций Инфельда (I) и Макдональда (K) [34]:

$$\begin{aligned} \text{при } r \leq a: & & \text{при } r \geq a: \\ E_{z2} &= AI_0(r\tau_2), & E_{z1} &= BK_0(r\tau_1), \\ E_{r2} &= -\frac{i\beta}{\tau_2} AI_1(r\tau_2), & E_{r1} &= \frac{i\beta}{\tau_1} BK_1(r\tau_1), \\ H_{\varphi 2} &= -\frac{i\omega\varepsilon_2}{c\tau_2} AI_1(r\tau_2), & H_{\varphi 1} &= \frac{i\omega\varepsilon_1}{c\tau_1} BK_1(r\tau_1) \end{aligned} \quad (1.13)$$

Где A и B – амплитудные коэффициенты; $K_{0,1}$ и $I_{0,1}$ – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода; $\tau_{1,2} = \sqrt{\beta^2 - (\omega^2 / c^2) \varepsilon_{1,2}}$ – поперечные волновые числа; ε_1 и ε_2 – диэлектрические проницаемости вакуума и плазмopodobной среды, соответственно. Амплитудные коэффициенты A и B из системы уравнений (1.13) находятся из условия непрерывности на границе раздела

$$E_z|_{r=a} = H_\varphi|_{r=a} = 0. \quad (1.14)$$

Дисперсионное уравнение для поверхностной волны E_{00} аксиально-симметричной ($m=0$) моды получается в результате подстановки (1.14) в (1.13) и приравнивания нулю детерминанта алгебраической системы:

$$\frac{\varepsilon_2 \tau_1}{\varepsilon_1 \tau_2} = -\frac{I_0(\tau_2 a) \cdot K_1(\tau_1 a)}{I_1(\tau_2 a) \cdot K_0(\tau_1 a)} \quad (1.15)$$

Данное дисперсионное уравнение не имеет аналитического решения.

За счет конечной проводимости проводник можно рассматривать как замедляющую структуру для поверхностной волны. Распространяющаяся по проводнику волна проникает в него на глубину скин-слоя:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 c^2}{\sigma \omega}} \quad (1.16)$$

и возвращается на поверхность с некоторым опозданием. Здесь σ – удельная проводимость проводника. Отношение фазовой скорости ПЭВ, распространяющейся на стальном проводнике с $\sigma = 10$ МСм/м, к скорости света в вакууме меньше 1 на $3.4 \cdot 10^{-5}$. Такого небольшого незначительного замедления фазовой оказывается достаточно, чтобы поле ПЭВ было прижато к проводнику и «следовало» за его кривизной. Для ПЭВ на частоте 6 ГГц, распространяющейся на стальном проводе радиуса 2 мм $\delta = 2$ мкм, коэффициент продольного затухания $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-5}$ см⁻¹, а длина ПЭВ $\lambda_s \approx 5$ см практически неотличима от длины волны в свободном пространстве [38]. В пределах 5 см вокруг провода сосредоточено около половины энергии ПЭВ. Разрядная плазма с низкими частотами столкновений электронов и высокой концентрацией электронов также может являться проводящей средой для поверхностных волн.

1.2.2. Аксиально-симметричная ПЭВ на плазменном столбе

Плазменный столб газового разряда также как металлический провод является неидеальным проводником. Дисперсия аксиально-симметричной моды ПЭВ на однородном плазменном столбе в вакууме описывается соотношением (1.15). Выражение для диэлектрической проницаемости газоразрядной плазмы и металла согласно теории Друде имеет вид [39]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{en})} = \begin{cases} 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 - i \frac{\nu_{en}}{\omega} \right), & \omega \gg \nu_{en} \\ 1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_e^2} + i \frac{\omega_p^2}{\omega \nu_{en}}, & \omega \ll \nu_{en} \end{cases}, \quad (1.17)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ – плазменная частота, ν_{en} – частота столкновений электронов, а n_e , m_e и e – концентрация, масса и заряд электронов, соответственно. Для металлов $\nu_{en} = 10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и $\omega \ll \nu_{en}$; газовая плазма может быть как слабостолкновительная $\omega \gg \nu_{en}$, так и сильностолкновительная $\omega \ll \nu_{en}$.

Используя данное дисперсионное соотношение можно построить семейство дисперсионных кривых для поверхностных волн, распространяющихся по плазменному столбу вакууме. В настоящей работе экспериментально исследуются разряды в условиях слабостолкновительной плазмы, поэтому для упрощения расчетов запишем диэлектрическую проницаемость плазмы, как [38]:

$$\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega(\omega + i\nu_{en}) \approx 1 - \omega_p^2 / \omega^2 \quad (1.18)$$

Выражение для комплексной электронной проводимости [40]:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m} \frac{\nu_{en}}{(\nu_{en}^2 + \omega^2)} - i \frac{ne^2}{m} \frac{\omega}{(\omega^2 + \nu_{en}^2)} \quad (1.19)$$

В рассматриваемых условиях $\omega_p \gg \omega \gg \nu_{en}$ активная часть проводимости σ_r стремится к нулю, и проводимость определяется реактивной частью. В этом приближении $\sigma = -i(\omega_p^2 \varepsilon_0 / \omega)$, а глубина проникновения поля в плазму при нормальном падении:

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} \approx \frac{c}{\omega_p} \quad (1.20)$$

Для определения условия распространения ПЭВ по плазменному столбу используем приближение большого радиуса, которое соответствует полуограниченной плазме. Тогда дисперсионное уравнение (1.15) переходит в (1.11). Подставляя в (1.11) выражение для диэлектрической проницаемости плазмы (1.18) получим:

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{1 - \omega_p^2 / \omega^2}{2 - \omega_p^2 / \omega^2}} \quad (1.21)$$

В области низких частот ($\omega \ll \omega_p$) фазовая скорость ПЭВ близка к скорости света в вакууме, а $\beta \approx k_0 = \omega/c$. При $\omega = \omega_0 = \omega_p / \sqrt{2}$ волновой вектор $\beta = \infty$, а $v_f = 0$.

Частота ω_0 называется предельной частотой поверхностной волны, выше которой ПЭВ не распространяются. Предельной частоте ПЭВ соответствует минимальная концентрация электронов $n_{\min} = 2n_c$ (n_c – критическая концентрация), ниже которой невозможно распространение ПЭВ. Для интервала частот, соответствующих существованию поверхностных волн, $\varepsilon_p \ll -1$. Групповая скорость ПЭВ [41]:

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{\varepsilon_p(1 + \varepsilon)}{1 + \varepsilon^3} v_f = \frac{\sqrt{\varepsilon(1 + \varepsilon)^3}}{1 + \varepsilon^2} c \quad (1.22)$$

Видно, что групповая скорость направлена в одну сторону с фазовой скоростью. Такие поверхностные волны называют прямыми волнами с нормальной дисперсией.

В экспериментальных условиях плазма, как правило, находится в кварцевых трубках, т.е. ограничена диэлектриком, за которым вакуум (воздух). В такой системе, состоящей из 3-х компонент, может распространяться обратная поверхностная волна [42], фазовая и групповые скорости которой направлены противоположно. ПЭВ становится обратной при близкой к граничной частоте, поэтому будем полагать $\tau_2 R \gg 1$ и вместо цилиндрического плазменного столба снова рассмотрим полуограниченную плазму.

Пусть плазма занимает область $x > 0$, ограничивающий её диэлектрик ε_d располагается в интервале $-b < x < 0$, вакуум в области $x < -b$ (рисунок 1.6 а).

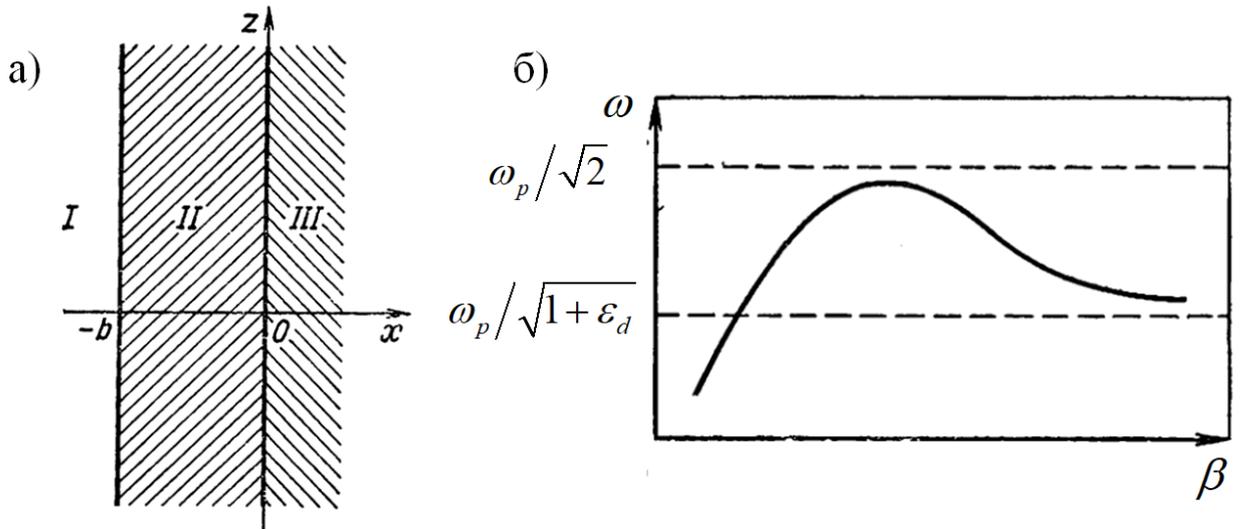


Рисунок 1.6. а) Области раздела сред (I – вакуум; II – диэлектрик; III – плазма). б) Качественная дисперсионная зависимость для ПЭВ при наличии тонкого диэлектрического слоя.

Дисперсионное уравнение получается путем решения уравнения Максвелла в каждой из трех областей и их сшивания на границах раздела:

$$\varepsilon_p + \varepsilon_d \frac{\tau_2}{\tau_d} = \frac{\tau_d - \varepsilon_d \tau_1}{\tau_d + \varepsilon_d \tau_1} \left(\varepsilon_p - \varepsilon_d \frac{\tau_2}{\tau_d} \right) \exp(-2\tau_d b), \quad (1.23)$$

где $\tau_d = \sqrt{\beta^2 - k^2 \varepsilon_d}$.

При достаточно большой толщине диэлектрика ($2\tau_d b \gg 1$) решение дисперсионного уравнения (1.23) принимает вид:

$$\beta^2 = k^2 \varepsilon_p \varepsilon_d / (\varepsilon_p + \varepsilon_d). \quad (1.24)$$

Граничная частота ПЭВ, распространяющаяся вдоль границы раздела плазма-диэлектрик (при $\beta = \infty$):

$$\omega_0 = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_d} \quad (1.25)$$

Такая граничная частота соответствует прямой поверхностной волне. Для нахождения обратной волны решение уравнения (1.23) ищется в области

граничной частоты ω_0 при малой толщине диэлектрического слоя. В этих условиях выражение для групповой скорости v_g запишется, как [42]:

$$v_g = \frac{v_f}{1 + \varepsilon_d} \left[\varepsilon_d^2 \frac{k^2}{\beta^2} - A\beta b \exp(-2\beta b) \right] \quad (1.26)$$

Если второе слагаемое в (1.26) больше первого, то фазовая и групповая скорости поверхностной волны разнонаправлены. Следовательно, с увеличением β частота волны уменьшается. Обратная поверхностная волна соответствует спадающему участку дисперсионной кривой (рисунок 1.6 б). При наличии достаточно тонкого слоя диэлектрика и для относительно малых значений β , поле выходит в вакуум далеко за пределы диэлектрика. Влиянием слоя диэлектрика можно пренебречь и система по своим характеристикам становится близка к границе раздела плазма-вакуум с граничной частотой $\omega_p/\sqrt{2}$. В окрестностях промежуточных значений β дисперсионная кривая переходит асимптотически от одного случая к другому, что приводит к $v_g < 0$.

Поток энергии вдоль проводника (вектор Пойтинга) вычисляется из найденных из системы (1.13) распределений компонент поля $E_r(r)$ и $H_\phi(r)$ [38]:

$$W_s = \oint_s \vec{P} dS = \int_0^a E_r H_\phi r dr + \int_a^\infty E_r H_\phi r dr. \quad (1.27)$$

Плотность энергии ПЭВ на плазменном столбе является переменной величиной (уменьшается по мере удаления от аппликатора ПЭВ), поэтому определим энергию на единицу длины столба $W_l = \int w(r) 2\pi r dr = W_{pl} + W_{vac}$. Выражения для энергии в плазме W_{pl} и вакууме W_{vac} имеют следующий вид [42]:

$$\left\{ \begin{array}{l} W_{pl} = \frac{E_0^2 a^2 I_0^2(a\tau_2)}{8\tau_2^2} \left[\frac{(2\beta^2 - \varepsilon_{pl}\tau_2^2)I_1(a\tau_2)}{\tau_2 a I_0(a\tau_2)} - \varepsilon_{pl} k^2 \left(1 - \frac{I_1^2(a\tau_2)}{I_0^2(a\tau_2)} \right) \right] \\ W_{vac} = \frac{E_0^2 a^2 I_0^2(a\tau_2)}{8\tau_1^2} \left[\frac{(\beta^2 + k^2)K_1(a\tau_1)}{\tau_1 a K_0(a\tau_1)} + k^2 \left(1 - \frac{K_1^2(a\tau_1)}{K_0^2(a\tau_1)} \right) \right] \end{array} \right. \quad (1.28)$$

Используя дисперсионное уравнение (1.15) можно построить семейство дисперсионных кривых для поверхностных волн, распространяющихся по плазменному столбу в вакууме (рисунок 1.7 а)

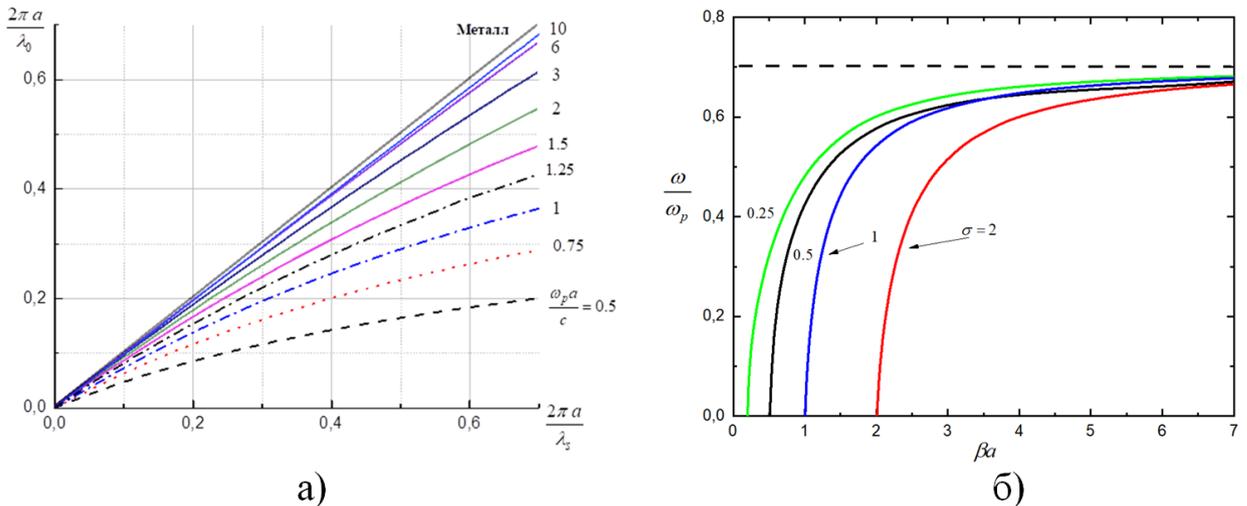


Рисунок 1.7. а) Семейство дисперсионных кривых для ПЭВ, распространяющихся по плазменному столбу в вакууме при разных величинах параметра $\omega_p a / c$. б)

Фазовые диаграммы для ПЭВ на плазменном столбе в вакууме при разных величинах параметра $\sigma = \omega a / c$.

Зависимости на рисунке 1.7 а построены в безразмерных координатах, где a – радиус плазменного столба, а λ_s и λ_0 – длины поверхностной волны и волны в свободном пространстве, соответственно. Каждая кривая соответствует определенному значению плазменной частоты ω_p . Такие кривые называются дисперсионными. Из графика видно, что при больших значениях ω_p волна распространяется по плазменному столбу, практически не замедляясь, а $\lambda_s \approx \lambda_0$, что соответствует распространению по металлу. На практике [19], наиболее широко распространенным представлением является фазовая диаграмма, приведенная на рисунке 1.7 б, где частота волны ω остается постоянной (параметр $\sigma = \omega a / c$ фиксирован для каждой кривой), а плазменная частота меняется. Из графика видно, что с ростом $\beta a = 2\pi a / \lambda_s$ кривые асимптотически стремятся к $\omega_0 = \omega_p / \sqrt{2}$, соответствующей предельной частоте ПЭВ.

Для получения более реалистичной картины необходимо учитывать влияние разрядной трубки. Рассмотрим случай, когда плазменный столб радиуса a находится в диэлектрической трубке толщиной d , окруженной вакуумом. Решения для компонент поля ПЭВ принимают значительно более сложный вид [43] по сравнению с решениями (1.13) для плазменного столба в вакууме. Учитываются области соответствующие плазме $r < a$, разрядной трубке $a < r < a + d$ и вакууму $r > a + d$. Граничными условиями для полей являются условия непрерывности тангенциальных компонент поля ПЭВ на границах раздела плазма-диэлектрик и диэлектрик-вакуум. Дисперсионное уравнение имеет громоздкий вид [43]. Результаты численного расчета семейства фазовых диаграмм аксиально-симметричной ПЭВ, распространяющейся вдоль плазменного столба в разрядной трубке с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_d = 4.7$, представлены на рисунке 1.8 а. На данном рисунке представлено 4 фазовых кривых, соответствующих разным толщинам трубки (параметр $\delta = R_0 / R$ – отношение внешнего и внутреннего радиуса трубки). Для всех кривых безразмерный параметр $\sigma = 0.2$. Из асимптотики видно, что распространение ПЭВ прекращается, когда отношение $\omega / \omega_p = 1 / \sqrt{1 + \epsilon_d}$, что соответствует предельной частоте ПЭВ.

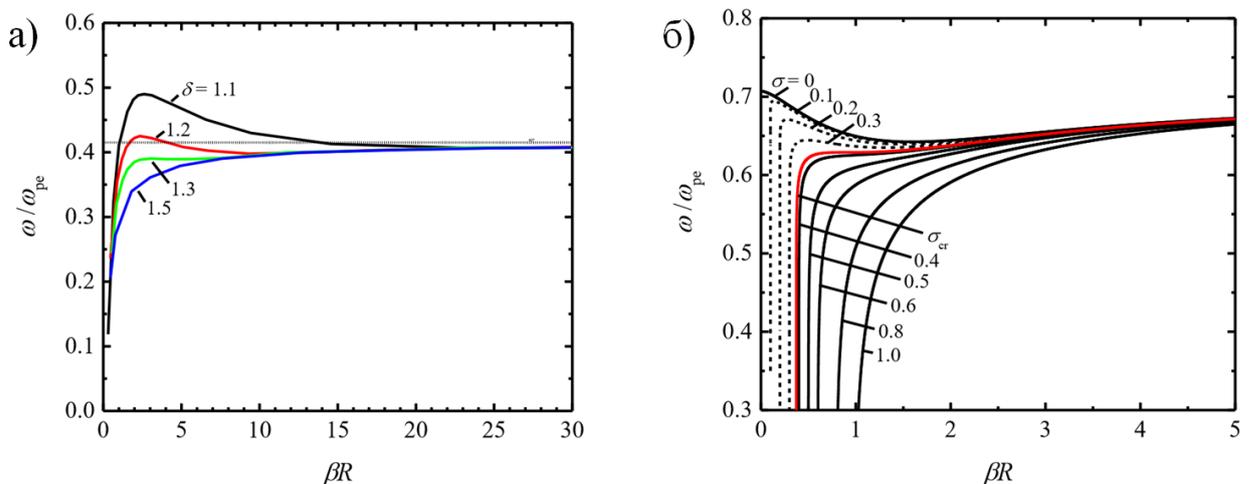


Рисунок 1.8. Дисперсионные зависимости для а) ПЭВ $m = 0$ моды, распространяющейся по плазменному столбу, заключенному в кварцевую трубку; б) ПЭВ $m = 1$ моды, распространяющейся по плазменному столбу в вакууме.

Тогда выражение для минимальной концентрации, требуемой для распространения ПЭВ, запишется в виде:

$$n_{\min} = n_c(1 + \varepsilon_d) \quad (1.29)$$

Для достаточно тонких диэлектрических трубок [44] (в приведенных выше условиях при $\delta < 1.3$) возникает область распространения обратной волны, групповая скорость которой направлена в сторону аппликатора и противоположна фазовой скорости). Для более больших значений σ , как и для меньших значений ε_d , обратные волны возникают и при меньших величинах δ . На практике условия эксперимента выбирают таким образом, чтобы избежать появления энергетически менее выгодного распространения обратных волн [45].

1.2.3. ПЭВ дипольной моды, распространяющаяся по плазменному столбу

Рассмотрим цилиндрический плазменный столб радиуса R , поддерживаемый ПЭВ дипольной моды. Также и как и в случае аксиально-симметричной моды здесь предполагается слабостолкновительная плазма, где $\nu_{en} \ll \omega$. Различные моды поверхностных волн вдоль цилиндрического столба определяются значением целого числа m , определяющего азимутальную зависимость напряженности поля как $\exp(im\varphi)$. Значение $m=0$ соответствует описанной ранее аксиально-симметричной ПЭВ, представляющей собой TM -волну, где отличны от нуля только три компоненты поля E_r, E_z и B_φ . Дипольная мода ($m=1$) представляет собой линейную комбинацию TM - и TE - волн, где отличны от нуля все шесть компонент поля $E_r, E_z, E_\varphi, B_r, B_z$ и B_φ [46].

Дисперсионное уравнение для дипольной моды ПЭВ имеет следующий вид [47]:

$$\frac{\beta^2}{\sigma^2} \left(\frac{1}{\alpha_v^2} - \frac{1}{\alpha_p^2} \right)^2 = \left[\frac{1}{\alpha_v} \frac{K'_1(\alpha_v)}{K_1(\alpha_v)} - \frac{1}{\alpha_p} \frac{I'_1(\alpha_p)}{I_1(\alpha_p)} \right] \left[\frac{1}{\alpha_v} \frac{K'_1(\alpha_v)}{K_1(\alpha_v)} - \frac{\varepsilon_p}{\alpha_p} \frac{I'_1(\alpha_p)}{I_1(\alpha_p)} \right] \quad (1.30)$$

Где $\alpha_p = (\beta^2 - \sigma^2 \varepsilon_p)^{0.5}$, $\alpha_v = (\beta^2 - \sigma^2)^{0.5}$, $\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega$, а $\sigma = \omega R / c$.

В отсутствии внешнего магнитного поля дисперсионное уравнение для $|m| \geq 1$ мод одинаковое для положительного и отрицательного значения данного $|m|$. Таким образом, эти две волны являются вырожденными, т.е. их невозможно разделить, а их смешение в азимутальном направлении приводит к образованию стоячей волны [47].

Разряд на поверхностной волне при фиксированном значении параметра σ может поддерживаться как $m = 0$ модой, так и $m = 1$ модой ПЭВ или их смесью. В работе [25] был экспериментально определен критерий поддержания разряда дипольной ПЭВ. Наименьшее значение произведения частоты волны и радиуса трубки fR для поддержания разряда дипольной модой ПЭВ лежит в диапазоне от 1.8 до 2.3 ГГц·см. Причем данный критерий не зависит от рода газа и был проверен в широком диапазоне давлений (от 50 мТорр до 2 Торр) и диаметров трубки (от 10 до 65 мм). Используя дисперсионное уравнение (1.30) можно построить фазовую диаграмму для различных значений параметра σ (рисунок 1.8 б). Из рисунка видно, что при значениях $\sigma < \sigma_{cr} = 0.37$ существует область распространения обратной волны. Это отличает данную моду ПЭВ от $m = 0$ моды, где обратная волна может возникать только при наличии диэлектрической трубки. При $\sigma > \sigma_{cr}$ на фазовой кривой не существует области распространения обратной волны. Параметру σ_{cr} соответствует значение произведения $(fR)_{cr} = 1.78 \text{ ГГц} \cdot \text{см}$, ниже которого плазма не может поддерживаться ПЭВ дипольной моды.

Рисунок 1.9 демонстрирует аксиальные профили плотности плазменного столба (интенсивность свечения $\sim n_e$ [23]), поддерживаемого дипольной и аксиально-симметричной модами ПЭВ при одинаковых значениях частоты (2.45 ГГц) и радиуса кварцевой трубки (26 мм). В качестве возбудителя ПЭВ выступает волноводный аппликатор.

Как было отмечено ранее, при невыполнении критерия $(fR)_{cr}$, поддержание возможно только аксиально-симметричной модой. В противном случае выбор той

или иной моды возможен путем изменения импеданса с помощью подвижных поршней волноводного аппликатора.

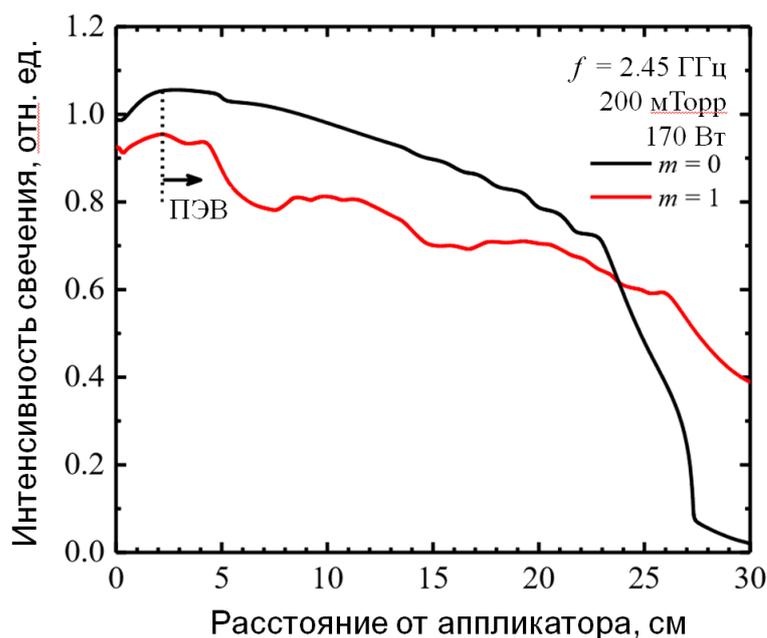


Рисунок 1.9. Аксиальные профили плотности разряда, поддерживаемого $m = 0$ и $m = 1$ модами ПЭВ при одинаковых экспериментальных условиях.

При повышении частоты волны селекция $m = 0$ моды становится все более затруднительной, пока такая возможность и вовсе не пропадает в пользу $m = 1$ моды, где достигается идеальное согласование импедансов. При дальнейшем повышении частоты наряду с $m = 1$ модой появляется $m = 2$ мода ПЭВ [48, 49]. Аналогичный процесс возбуждения мод ПЭВ реализуется и при постепенном увеличении радиуса разрядной трубки при фиксированной частоте волны.

1.3. Технические приложения разрядов, поддерживаемых ПЭВ

Разработка различных аппликаторов ПЭВ, работающих в широком диапазоне давлений, частот и мощностей позволило использовать разряды, поддерживаемые ПЭВ, во многих технических приложениях [50-56]: плазменная обработка поверхностей, CVD осаждение тонких алмазных пленок, дезинфекция и стерилизация материалов, удаление двуокиси углерода (CO_2) из смеси газов, создание лазеров, источников света, разработка плазменных антенн.

Разряды, создаваемые поверхностными волнами, делятся на два основных типа [3]. Первый тип относится к разрядам пониженного давления, обычно ниже 10 Торр в аргоне и соответствует условию $\nu_{en} < \omega$ (где ν_{en} – частота столкновений электрона с нейтралами). Распространение волны в этом случае напоминает распространение вдоль диэлектрического стержня с отрицательным значением диэлектрической проницаемости. Второй тип получается при более высоких давлениях [57-59], обычно порядка одной атмосферы, и характеризуется тем, что, в отличие от плазмы пониженного давления, плазма не заполняет все поперечное сечение трубки, а стягивается к ее оси (контрагированный разряд). Эволюция разряда от стационарного плазменного столба при сравнительно низком давлении ($p < 10$ Торр) до плазменного факела при атмосферном давлении проходит через различные стадии самоорганизации нелинейной структуры [60]. Такая плазма удовлетворяет условию $\nu_{en} > \omega$. Также при повышенном давлении возможно возникновение множества филаментов, как стационарных так и нестабильных.

В настоящей работе исследуются СВЧ разряды пониженного давления, поддерживаемые ПЭВ. Одним из самых перспективных направлений для применения разрядов, поддерживаемых ПЭВ в радиопрозрачных трубках, является разработка плазменных антенн [61-64]. К плазменным антеннам из газоразрядных трубок относят такие антенны, где в качестве излучающих, отражающих и волноведущих элементов используется плазма в диэлектрических трубках. Такие трубки обычно изготавливаются из стекла или кварца и заполнены инертным газом (аргон, неон или ксенон) при низких давлениях (от 10^{-2} Торр до ~ 5 Торр). Такие антенны обладают рядом преимуществ – снижение радиолокационной заметности, динамическая управляемость свойствами антенны [65, 66], возможность быстрого включения и выключения, замена нескольких непостоянно используемых антенн различных частотных диапазонов на одну с перестраиваемой частотной характеристикой. В последние годы большинство статей, посвященных разрядам на ПЭВ, так или иначе, имеют отношение к плазменным антеннам [67, 68]. На данный момент исследовано и разработано

много конфигураций таких антенн. С двумя источниками энергии – один в качестве генератора сигнала, а другой для поддержания плазменного столба. С одним источником, мощность которого тратится как на поддержание разряда, так и на излучение антенны. Перспективным для антенной техники является и разработка гибких плазменных антенн [69], диаграмма направленности, коэффициент направленного действия, импеданс и прочие характеристики которых могут регулироваться не только параметрами разряда, но и формой антенны.

Одним из возможных применений разрядов низкого давления, поддерживаемых ПЭВ, является стерилизация и дезинфекция различных медико-биологических объектов [70, 71]. С развитием плазменных технологий плазменная стерилизация привлекает внимание как перспективный метод в медицинской и пищевой промышленности благодаря своей безопасности, простоте в обращении, возможности низкотемпературной и быстрой стерилизации [72]. Инактивирующей средой для микроорганизмов является послесвечение разряда пониженного давления, поддерживаемого ПЭВ (в качестве рабочего газа, например, смесь N_2-O_2), в котором в качестве основного биоцидного агента используются фотоны в широком ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Диапазон давлений в таком разряде 1.5 - 3 Торр. Схема устройства приведена на рисунке 1.10 [73].

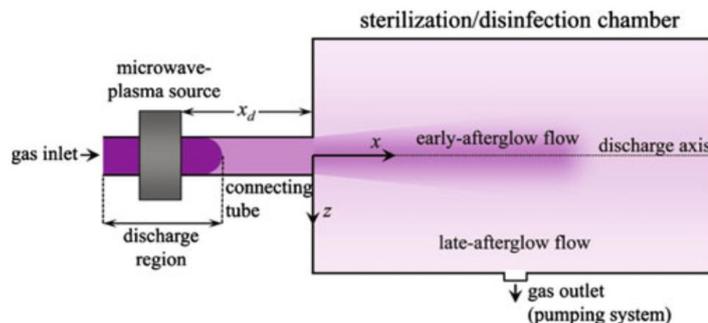


Рисунок 1.10. Схема устройства по стерилизации биологических объектов с помощью разряда низкого давления, поддерживаемого ПЭВ.

Глава 2. Описание экспериментальных стендов и методика измерений

Возбудить поверхностную электромагнитную волну по проводящей структуре относительно просто. Практически любое радиопередающее устройство или антенна направленные на такую структуру будут возбуждать ПЭВ. Поэтому создание приемлемого аппликатора зависит от поставленной задачи. Основные требуемые характеристики: простота создания, возбуждение определенных мод, эффективность преобразования энергии источника в ПЭВ, доля излученных объемных волн (которые, как правило, мешают исследованию ПЭВ). В данной главе будут описаны используемые в экспериментах устройства по возбуждению ПЭВ СВЧ диапазона на столбе газоразрядной плазмы. Кроме того, в главе даны описания методик измерения электрического поля ПЭВ и параметров разряда.

2.1. Возбуждение ПЭВ СВЧ диапазона на плазменном столбе газового разряда

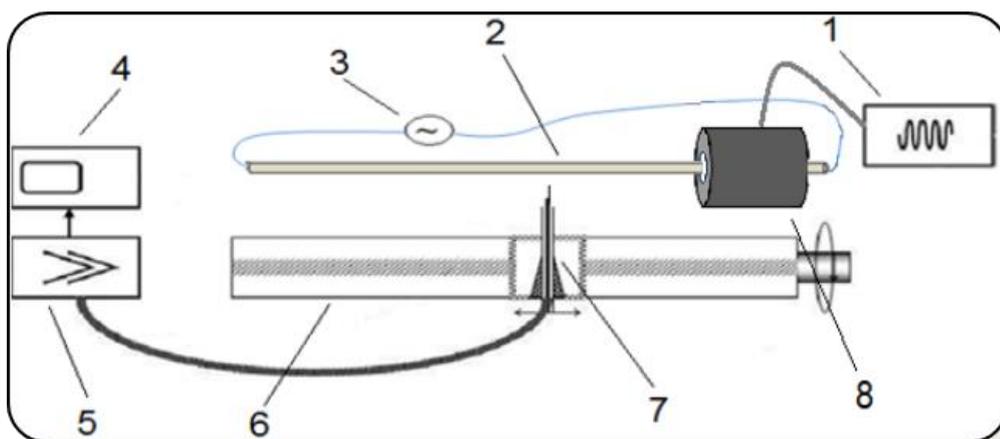
Возбуждение поверхностной волны возможно в “пассивном” режиме, когда ПЭВ распространяется по независимо созданной плазме и не влияет на свойства плазмы, и в самосогласованном режиме, когда плазма создается и поддерживается самой ПЭВ [15, 16]. В «пассивном» режиме такие характеристики неионизирующей ПЭВ как распределение поля и длина волны могут дать информацию о плотности плазмы и электронных потерях в разряде. Плазма положительного столба тлеющего разряда, может также являться хорошим проводником для ПЭВ. Такую плазму можно получить в вакуумных газовых разрядах с достаточно низкими частотами столкновений электронов и достаточной концентрацией электронов. Как правило, для этого используются доступные и широко представленные на рынке люминесцентные и бактерицидные лампы [74]. Такой режим распространения ПЭВ по плазменному столбу практически идентичен распространению ПЭВ Зоммерфельда по металлическому стержню [1а]. Наибольший интерес представляет исследование разрядов, поддерживаемых поверхностной электромагнитной волной. А именно

особенности распространения таких разрядов, возбуждение разных типов (мод) волн и исследование распределения плотности плазмы.

Для работы в широком диапазоне частот и мощностей было создано множество аппликаторов ПЭВ [7]: коаксиальный резонатор (сурфатрон), ро-бокс, волноводный сурфатрон, волноводный аппликатор. Хотя конкретная конструкция аппликатора ПЭВ не влияет на параметры плазмы, она играет существенную роль в устройстве источника плазмы: определяет эффективность передачи мощности от генератора к плазме, а в некоторых случаях, задает моду распространяющейся поверхностной волны [18]. В настоящей работе используются аппликаторы ПЭВ двух видов: сурфатрон и волноводный аппликатор. Выбор двух принципиально разных систем по возбуждению ПЭВ позволяет работать на разных частотных диапазонах и при разных мощностях источника. За счёт азимутальной асимметрии волноводный аппликатор может работать в режиме генерации ПЭВ как азимутально-симметричной ($m = 0$) моды, так и дипольной ($m = 1$) моды. В данном разделе описано устройство данных аппликаторов и их включение в экспериментальный стенд.

2.1.1. Коаксиальный резонатор (сурфатрон)

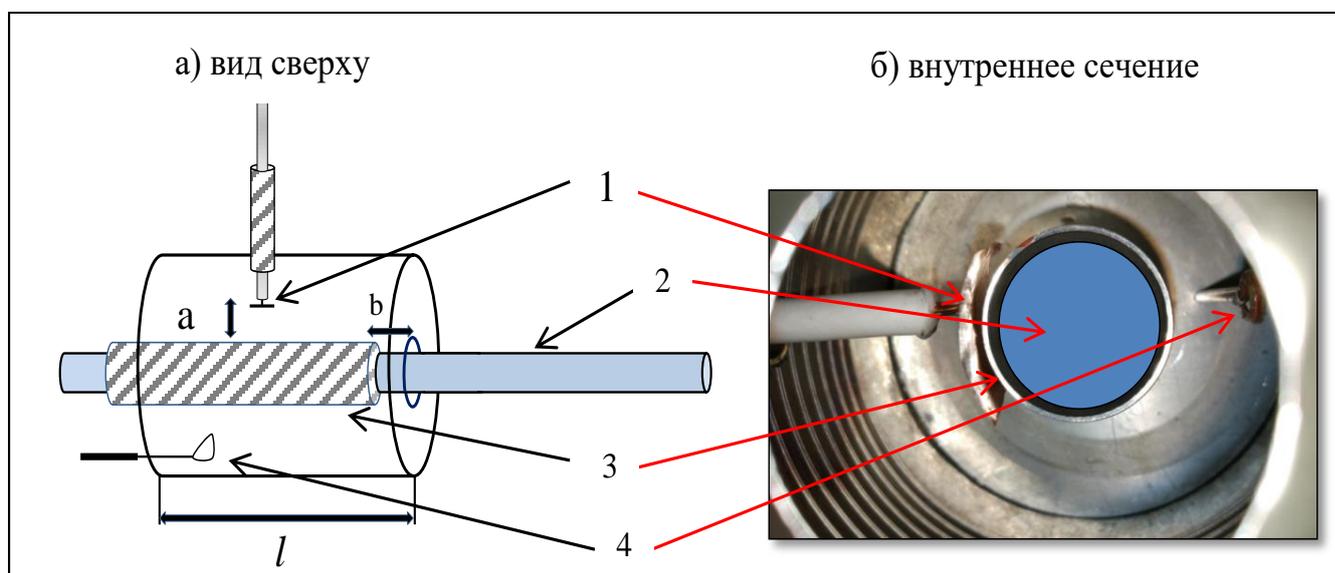
Поверхностная волна возбуждалась с помощью коаксиального резонатора (сурфатрона) [23] в качестве аппликатора, подключенного к ВЧ генератору, мощностью 45 Вт, работающему на частоте 440 МГц. Схема эксперимента представлена на рисунке. 2.1. Разряд осуществлялся в бактерицидной лампе TDM Electric 30 Вт, представляющей собой запаянную кварцевую трубку заполненную смесью аргона, неона и парами ртути длиной 90 см, с внутренним диаметром 24 мм, внешним – 25 мм. Наряду с возбуждением разряда, поддерживаемого поверхностной волной, в лампе также мог независимо реализовываться тлеющий разряд с помощью стандартного пускорегулирующего аппарата (ПРА).



1 — ВЧ генератор; 2 — люминесцентная трубка; 3 — внешний источник; 4 — осциллограф; 5 — детекторная головка; 6 — координатное ус-во; 7 — СВЧ зонд; 8 — коаксиальный резонатор.

Рисунок 2.1 – Схема эксперимента по возбуждению ПЭВ на плазменном столбе коаксиальным резонатором.

Схема устройства коаксиального резонатора приведена на рисунке 2.2. На рисунке 2.2 а показано продольное сечение резонатора в осевой плоскости. Данная ВЧ структура состоит из двух металлических цилиндров, образующих секцию коаксиальной линии, заканчивающуюся коротким замыканием на одном конце и круговым зазором на другом.



1 — ус-во связи генератора с резонатором; 2 — люминесцентная трубка; 3 — внутренняя металл. трубка; 4 — петлевая антенна

Рисунок 2.2. Устройство коаксиального резонатора: а) вид спереди; б) внутреннее сечение.

Форма и симметрия структуры резонатора выбрана таким образом, что электрическое ВЧ поле, проходящее через зазор, может возбуждать азимутально-симметричную поверхностную волну, распространяющуюся по поверхности раздела сред плазменный столб – диэлектрик (кварц) вдоль оси трубки. Внутренний цилиндр (трубка) удерживается установленной через ось коаксиального резонатора газоразрядной лампой. Перемещая этот цилиндр вдоль лампы (при этом один конец контактирует с внешним цилиндром, т.е. закорочен), изменяется круговой зазор b между внутренним цилиндром и боковой стенкой внешнего цилиндра. Путем изменения зазора выбирается оптимальная настройка резонатора. В статье [75] показана возможность настроить резонатор так, что входная мощность будет полностью поглощаться плазмой. Мощность ВЧ генератора передается в резонатор с помощью устройства связи (возбудителя). Оно выполнено из секции полужесткого коаксиального кабеля, расположенного радиально внутри устройства и простирающегося наружу через отверстие во внешнем цилиндре. Кабель подключается к ВЧ генератору VERTEX-VX 2100. Скользящий контакт гарантирует, что возбудитель электрически подключен к структуре. Внешний проводник полужесткого коаксиала, входящего во внутрь резонатора, частично удаляется, а к концу внутреннего проводника коаксиала припаивается медная пластинка. Таким образом, возникает емкостная связь C_c между пластинкой и внутренней трубой резонатора. Изменение расстояния между пластинкой и внутренним цилиндром влияет на входной импеданс (фактически, его мнимую часть) коаксиального резонатора. Таким образом, можно регулировать энергию ПЭВ. Настройка резонатора петлевой антенной, помещенной в резонатор через небольшое отверстие в боковой стенке внешнего цилиндра.

Для расчета оптимальных параметров резонатора, в соответствие ему ставился [76] колебательный контур с эквивалентной ёмкостью C_3 и эквивалентной индуктивностью L_3 . Такие резонаторы еще называют резонаторами с квазисосредоточенными параметрами. Частота основного колебания

приблизительно равна $\omega_0 = 1/\sqrt{L_3 C_3}$. Эквивалентная ёмкость равна ёмкости конденсаторной части $C_3 = \frac{\varepsilon_0 S}{b} = \frac{\varepsilon_0 \pi r_0^2}{b}$ (r_0 — радиус внутреннего цилиндра, b — зазор между цилиндрами (рисунок 2.2)), а эквивалентная индуктивность равна отношению потока магнитного поля к току $L_3 = \Phi/I$. Магнитный поток по определению равен: $\Phi = \int B dS = \mu_0 \int H dS$. Интегрирование ведётся по сечению тора. Для нахождения значения магнитного поля, воспользуемся интегральным уравнением Максвелла для циркуляции магнитного поля: $\oint_L H dl = J = 2\pi r H$.

Интегрирование ведётся вдоль силовой линии магнитного поля, представляющей собой окружность радиусом r . Выразив H через плотность тока J , и используя выражение для Φ , выражение для L_3 запишется следующим образом:

$$L_3 = \frac{\Phi}{I} = \frac{\mu_0}{2\pi} \int \frac{dS}{r}. \text{ Найдем } L_3 \text{ проинтегрировав по прямоугольному сечению тора:}$$

$$L_3 = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^l \int_{r_0}^R \frac{dr dz}{r} = \frac{l \mu_0}{2\pi} \ln \frac{R}{r_0}. \text{ Получим окончательное выражение для}$$

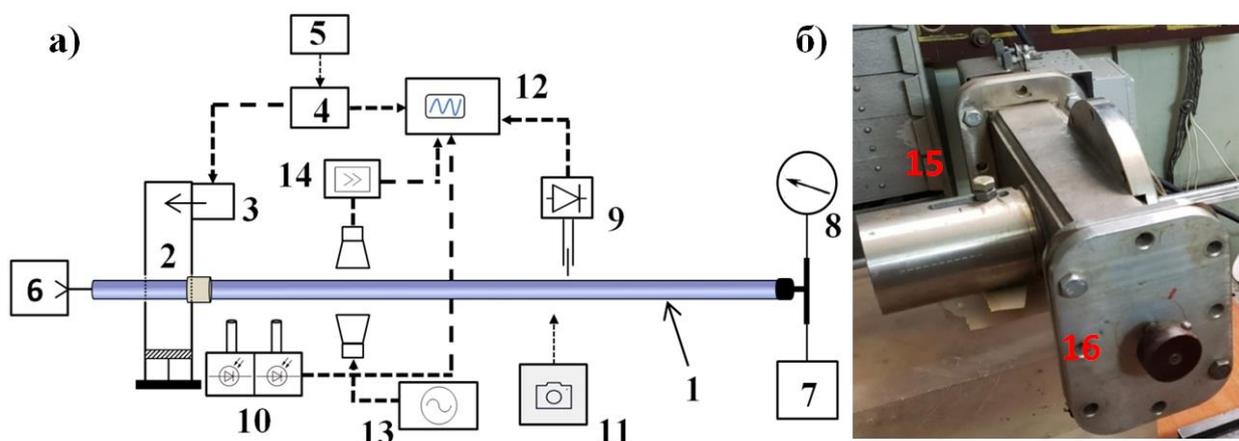
приближенного вычисления частоты основного колебания:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_3 C_3}} \approx \frac{c}{r_0} \sqrt{\frac{2b}{l \ln(R/r_0)}} = 400 \div 470 \text{ МГц} \quad (2.1)$$

Где c — скорость света, l — высота внешнего цилиндра. Длины и радиусы внутреннего r и внешнего R цилиндров, а также круговой зазор b между ними подбирались исходя из внешнего диаметра газоразрядной трубки (25 мм) и частотного диапазона ВЧ генератора (400 – 470 МГц). Были выбраны следующие параметры резонатора: $r = 1.5 \text{ см}$, $R = 5 \text{ см}$, $b = 1.5 \text{ мм}$ (зазор b можно регулировать), $l = 13 \text{ см}$. При подстановке этих параметров в (2.1) резонансная частота равна $\nu_0 = \omega_0 / 2\pi \approx 440 \text{ МГц}$, что соответствует частоте используемого генератора.

2.1.2. Волноводный аппликатор ПЭВ

Для исследования СВЧ газового разряда на поверхностной волне был собран экспериментальный стенд, схема которого представлена на рисунке. 2.3 а.



1 – Кварцевая трубка; 2 – Волноводный аппликатор; 3 – Магнетрон; 4 – Модулятор; 5 – Генератор задержанных импульсов; 6 – Форвакуумный насос; 7 – Натекатель; 8 – Вакуумметр; 9 – СВЧ антенна; 10 – Коллимированные фотодетекторы; 11 – Скоростная фотокамера; 12 – Осциллограф; 13 – Рупорная антенна, подключенная к генератору диагностического излучения; 14 – Рупорная антенна, подключенная к супергетеродинному приемнику; 15 – цилиндрический волновод с подстроечным поршнем; 16 – основной поршень.
Рисунок 2.3. а) Схема экспериментальной установки. б) Фото волноводного аппликатора.

Разряд осуществлялся в кварцевой трубке (1). ПЭВ возбуждалась волноводным аппликатором [24] (2), подключенным к магнетрону (3), мощностью 800 Вт, генерирующему импульсы на частоте 2.45 ГГц. Аппликатор представлял собой секцию прямоугольного волновода 90×45 мм (рисунок 2.3б) с двумя соосными круглыми отверстиями в широких стенках диаметром 32 мм, через которые пропусклась разрядная трубка. Переднее отверстие, соответствующее направлению распространения разряда, совмещено со сменной диафрагмой, позволяющей работать с трубками с внешним диаметром от 1 см до 3 см. При этом трубка не соприкасалась со стенками волновода — в зазор ~2 мм между ними была помещена фторопластовая втулка. К противоположному отверстию подсоединен цилиндрический волновод с внутренним подстроечным поршнем (15), соприкасающимся с разрядной трубкой. Секция прямоугольного волновода

закорочена с двух концов: один конец закорочен подвижным металлическим поршнем (16), а через другой вводится СВЧ излучение магнетрона. С помощью настройки основного (16) и подстроечного (15) поршней обеспечивалось практически полное (около 90%) поглощение подводимой к разрядной трубке мощности. Как было показано в первой главе, критерием возбуждения дипольной моды ПЭВ является произведение частоты поля f и радиуса трубки R : при $fR < 2$ ГГц·см возбуждается только $m = 0$ мода ПЭВ; когда $fR > 2$ ГГц·см, наряду с $m = 0$ модой возбуждается мода $m = 1$. За счёт своей геометрии и согласования импедансов с помощью подвижных поршней волноводный аппликатор может использоваться в режиме генерации ПЭВ как азимутально-симметричной ($m = 0$), так и дипольной ($m = 1$) моды.

Напряжение на магнетрон поступало с модулятора (4). Режим работы магнетрона регулировался генератором запускающих импульсов (5). Магнетрон работал в режиме одиночных прямоугольных импульсов длительностью до 50 мс. Для откачки воздуха из трубки использовался форвакуумный насос (6). Подача газа регулировалась натекателем (7), давление измерялось цифровым вакуумметром (8). В качестве рабочего газа использовался воздух и аргон. Для создания начальной ионизации, в часть трубки, находящейся в волноводе, был помещен инициатор разряда (четвертьволновой электрод).

2.1.3. Возбуждение стоячей ПЭВ на плазменном столбе и металлическом проводе

Задачу о распространении ПЭВ на тонком проводящем проводе ($r \ll \lambda_0$) рассматривал еще А. Зоммерфельд в 1899 г. Хорошо известно [1], что поле ПЭВ концентрируется вблизи провода, спадая экспоненциально в перпендикулярном от него направлении и медленно затухая вдоль его оси. Такая особенность ПЭВ дает возможность возбуждения резонанса поверхностной волны Зоммерфельда [1а], распространяющейся в СВЧ диапазоне радиоволн по металлической проволоке между двумя плоскими металлическими зеркалами, образующими открытый резонатор ПЭВ.

Схема экспериментальной установки по возбуждению стоячей ПЭВ на металлическом проводе представлена на рисунке 2.4.

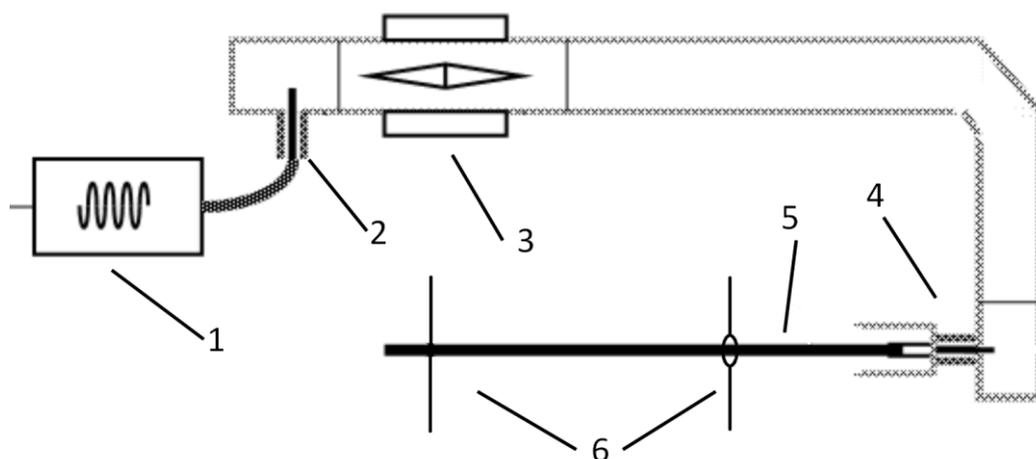


Рисунок 2.4. Схема экспериментальной установки по возбуждению стоячей ПЭВ на металлическом проводе.

СВЧ мощность от генератора СВЧ колебаний Г4-82 (1) поступала по коаксиальному кабелю через входной коаксиально-волноводной преобразователь (КВП) (2) в волноводный тракт, пройдя развязывающий ферритовый вентиль (3). Затем она поступает в выходной КВП (4), преобразующий волноводную моду H_{10} в TEM -моду колебаний в коаксиальном выходе. В качестве «волновода» ПЭВ использовалась мельхиоровая трубка диаметром 3 мм (5), которая присоединялась к центральному электроду КВП (4). Трубка проходила через центр двух плоскопараллельных зеркал, изготовленных из листового стеклотекстолита размером 40×40 см, покрытого медной фольгой (рисунок 2.5 а). Одно из зеркал помещено на однокоординатное устройство с электрическим приводом для перемещения зеркала. Накачка такого открытого резонатора производится через кольцевую щель в ближайшем к КВП зеркале (рисунок 2.5 б): трубка и зеркало отделены друг от друга диэлектрической втулкой толщиной 2 мм. При условии, что расстояние между зеркалами L удовлетворяет условию $L = N(\lambda_s/2)$ (N – целое число, а λ_s – длина поверхностной волны, в случае металла близкая к вакуумной длине волны), выполняются резонансные условия для ПЭВ. Добротность такого открытого резонатора ПЭВ лежит в пределах $15 \leq Q \leq 20$.

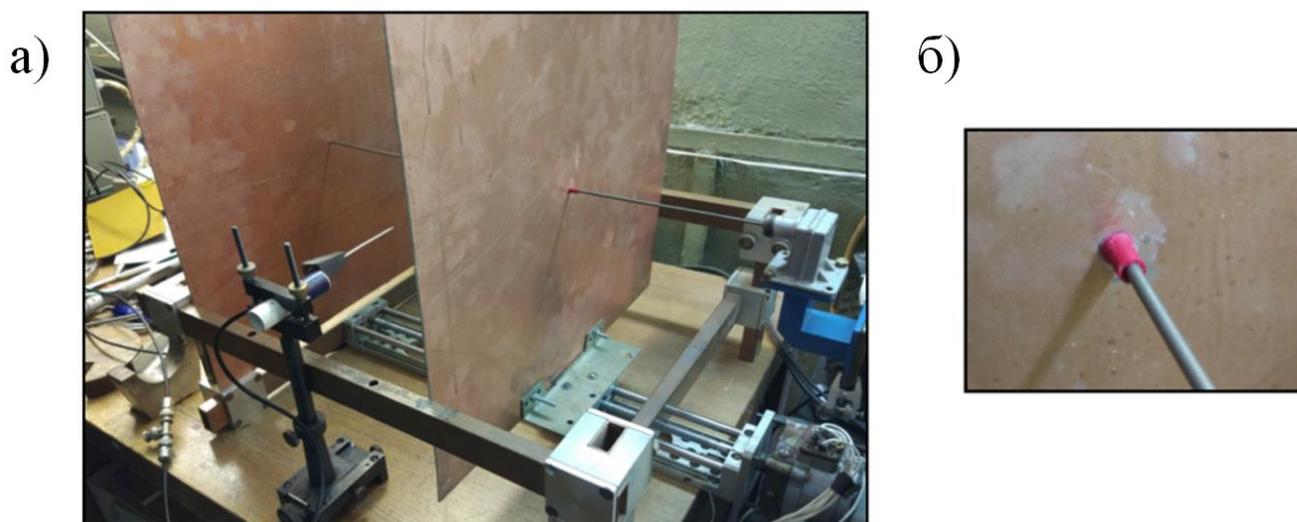


Рисунок 2.5. Схема эксперимента по возбуждению резонанса ПЭВ на цилиндрическом проводнике: а) Фото установки; б) Отверстие связи в подвижном зеркале. Диэлектрическая втулка толщиной 1 мм разделяет трубку и зеркало.

В основе экспериментальной установки по возбуждению разряда, поддерживаемого стоячей ПЭВ, лежит экспериментальный стенд, описанный в параграфе 2.1.2., где разряд возбуждается волноводным аппликатором, позволяющим работать в режиме $m = 0$ и $m = 1$ мод ПЭВ. Система генерации стоячей волны состоит из двух плоскопараллельных зеркал, установленных на разрядную трубку [5а, 14а]: экрана, совмещенного с волноводным аппликатором (31) и подвижного зеркала (32), свободно перемещаемого вдоль трубки (рисунок 2.6).

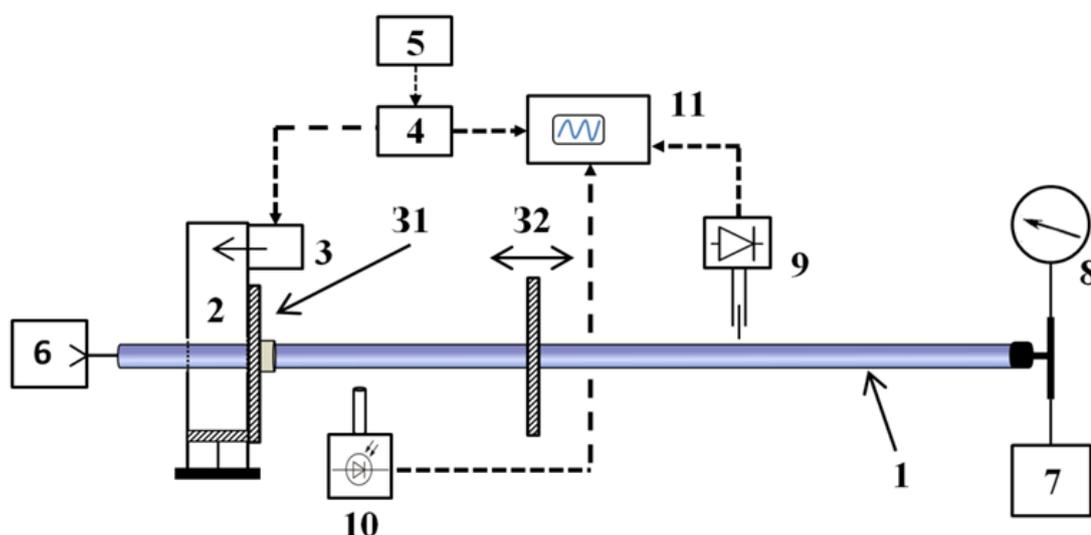


Рисунок 2.6. Схема экспериментальной установки. 31 – Неподвижное зеркало; 32 – Подвижное зеркало. Остальные элементы те же, что и на рисунке 2.3.

Данная двухзеркальная система представляет собой открытый резонатор на поверхностной волне, подобный рассмотренному выше открытому резонатору ПЭВ Зоммерфельда, где вместо тонкого металлического стержня используется плазменный столб, поддерживаемый самой стоячей ПЭВ. Зеркала представляют собой плоские медные диски диаметром 15 см, с центральным отверстием, диаметр которого равен диаметру трубки. При подаче СВЧ энергии из аппликатора распространяется столб плазмы, поддерживаемый поверхностной волной. Начальный этап представляет собой процесс распространения разряда по направлению к зеркалу 32, при достижении которого между зеркалами формируется плазменный столб, поддерживаемый стоячей ПЭВ. При удалении зеркала 32 происходит свободное распространение разряда. 32 состоит из двух элементов – внешнего и внутреннего зеркал, которые могут перемещаться независимо друг от друга. Внутреннее зеркало 32 с диаметром равным внутреннему диаметру трубки выполнено из медной сетки. Настройка резонатора проводилась путем изменения расстояния L между зеркалами. При этом находились такие положения L , при которых между зеркалами укладывалось целое число полуволн ПЭВ $L = N(\lambda_s/2)$. Внешний вид экспериментального стенда представлен на фотографии (рисунок 2.7).



Рисунок 2.7. Фото экспериментального стенда по возбуждению разряда, поддерживаемого стоячей ПЭВ.

2.2. Измерение характеристик разряда и распространяющейся по нему поверхностной волны

В работе проведены измерения параметров разряда, таких как: профили плотности плазмы, скорость распространения и характеристики электрического поля поверхностной волны для случая свободного разряда и для разряда между зеркалами, поддерживаемого стоячей волной. Большинство экспериментов соответствует самосогласованному режиму: возбуждается поверхностная волна, которая сама создает и поддерживает плазму. Возмущение электрического поля и плазмы такого разряда, например, при введении в плазму зондов Ленгмюра, может приводить к значительному искажению параметров разряда [2a]. Поэтому для измерения концентрации электронов использовались только бесконтактные методы, а измерения компонент электрического поля вне плазмы осуществлялись СВЧ-антеннами, сконструированными таким образом, чтобы минимизировать возмущение поля поверхностной волны.

2.2.1. Измерение компонент напряженности электрического поля ПЭВ

Измерения составляющих вектора электрической напряжённости поля ПЭВ E осуществлялись емкостной антенной-зондом [77] (рисунок 2.3 (9)). Зонд представляет собой коаксиальный кабель и выступающий из него отрезок центрального проводника кабеля. Длина центрального кабеля подбиралась исходя из рабочей частоты волны. Для минимизации искажений, связанных с паразитной ПЭВ, которая может спонтанно возбудиться на экране зонда [], на стыке с кабелем установлен радиопоглощающий элемент конической формы. В экспериментах использовалось два типа СВЧ зонда, сконструированных для приема радиальной E_r и продольной E_z компонент поля ПЭВ. Сигнал с зонда регистрировался либо СВЧ детекторной головкой, либо супергетеродинным приемником. В обоих случаях принимаемый сигнал был пропорционален квадрату напряженности электрического поля E^2 . Задержка сигнала составляет до 100 нс, что позволяет получать как пространственные распределения компонент

$E_{r,z}^2(r, \varphi, z)$ поля стационарного разряда, так и осциллограммы $E_{r,z}^2(t)$, демонстрирующие динамические свойства разряда.

2.2.2. Методы определения плотности плазмы

Величина концентрации электронов и ее распределение в плазменном столбе являются важнейшими характеристиками разряда. Основными бесконтактными методами для определения плотности плазмы является метод, основанный на прохождении диагностического излучения через плазму и метод, основанный на дисперсии ПЭВ [78, 79].

В предыдущей главе был дан краткий вывод дисперсионного соотношения для поверхностной волны, устанавливающего связь между длиной волны ПЭВ и плотностью плазмы. Такой метод позволяет получить абсолютные значения средней плотности плазмы, по которой распространяется поверхностная волна. Для корректного расчета учитывается толщина кварцевой трубки и возбуждаемая мода ПЭВ [13а]. Такие расчеты довольно громоздки и проводились в математическом пакете Mathcad. При этом для простоты радиальный профиль плотности считается однородным. Длина волны ПЭВ измеряется двумя способами: интерферометрическим методом и методом отраженной волны.

Для определения λ_s по отраженной волне, газоразрядная трубка продевалась через отверстие в медной пластине. При наложении прямой ПЭВ, распространяющейся вдоль оси трубки и отраженной от пластины (зеркала) образуется стоячая волна, длина которой равна $\lambda_s/2$. Пространственное распределение стоячей волны измерятся с помощью СВЧ зонда.

Интерферометрический метод [40] определения длины волны заключается в разделении сигнала генератора на два когерентных сигнала, один из которых является опорным, а другой диагностическим. При этом диагностический сигнал проходит через замедляющую линию передачи (в качестве ПЭВ, распространяющейся по плазме газового разряда) и детектируется СВЧ зондом, движущимся вдоль трубки с постоянной скоростью. Далее диагностический сигнал с зонда складывается с опорным сигналом. Сумма сигналов проходит

квадратичный детектор и поступает в осциллограф, работающий в режиме линейной развертки. По полученной интерференционной картине определяется разность фаз. Представим опорный и диагностический сигналы в виде $x_1 = E_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ и $x_2 = E_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$, соответственно. Тогда после сложения и квадратичного детектирования получим:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \text{ Учитывая, что } \varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi \Delta x / \lambda = 2\pi -$$

разность фаз между соседними максимумами (минимумами) на интерференционной картине, пройденное зондом расстояние Δx и будет равно длине ПЭВ λ_s .

Абсолютные значения средней по сечению концентрации электронов измерялись также по методу проходящих СВЧ волн [33, 40]. Измерительная система состояла из двух рупорных антенн [2а], расположенных по обе стороны трубки. Передающий рупор (13) (рисунок 2.3) был подключен к генератору диагностического излучения, работающему в диапазоне частот $5.5 \div 7.5$ ГГц. Принимаемый рупором (14) прошедший сигнал детектировался супергетеродинным приемником и регистрировался осциллографом. Усредненное по диаметру плазмы и по площади фокального пятна значение концентрации вычислялось из результатов измерения коэффициента прохождения. Пространственное разрешение метода ~ 4 см. Прохождение диагностического СВЧ излучения (5.5 - 7.5 ГГц) через разрядную плазму было смоделировано в программе CST Microwave Studio [80], предназначенной для моделирования электромагнитных полей и основанной на методе конечных элементов. Моделирование автоматически учитывало особенности используемой диагностической рупорной системы (каустика, рефракция и отражение), а также позволяло задавать плазму как с докритической, так и сверхкритической концентрацией. Концентрация электронов вычислялась путем совмещения экспериментальных данных прохождения диагностического сигнала с численным моделированием. Данный метод позволяет определить среднюю по сечению плотность плазмы вне зависимости от типа возбуждаемой волны, но имеет

достаточно большую погрешность (порядка 50%), связанную с ограниченной точностью юстировки рупорной системы и точностью численной модели. Рупорная диагностическая система использовалась при достаточно большом диаметре плазмы (> 2 см).

При исследовании разряда в трубке, внутренний диаметр которой равен 1 см, для реализации метода проходящих волн вместо рупорной системы был использован прямоугольный волновод 35×15 мм с диаметрально расположенными отверстиями в широкой стенке радиусом 1.5 см. Разрядная трубка проходила через центр этих отверстий. Волновод мог свободно перемещаться вдоль трубки. Через волновод передавалось диагностическое СВЧ излучение ($f_d = 5.5 - 7.5$ ГГц), регистрируемое супергетеродинным приемником. Измерялся коэффициент прохождения диагностического сигнала. Для нормировки использовалась металлическая трубка с внешним диаметром 1 см. Прохождение диагностического СВЧ-излучения через разрядную плазму было смоделировано в программе CST Microwave Studio (рисунок 2.8).

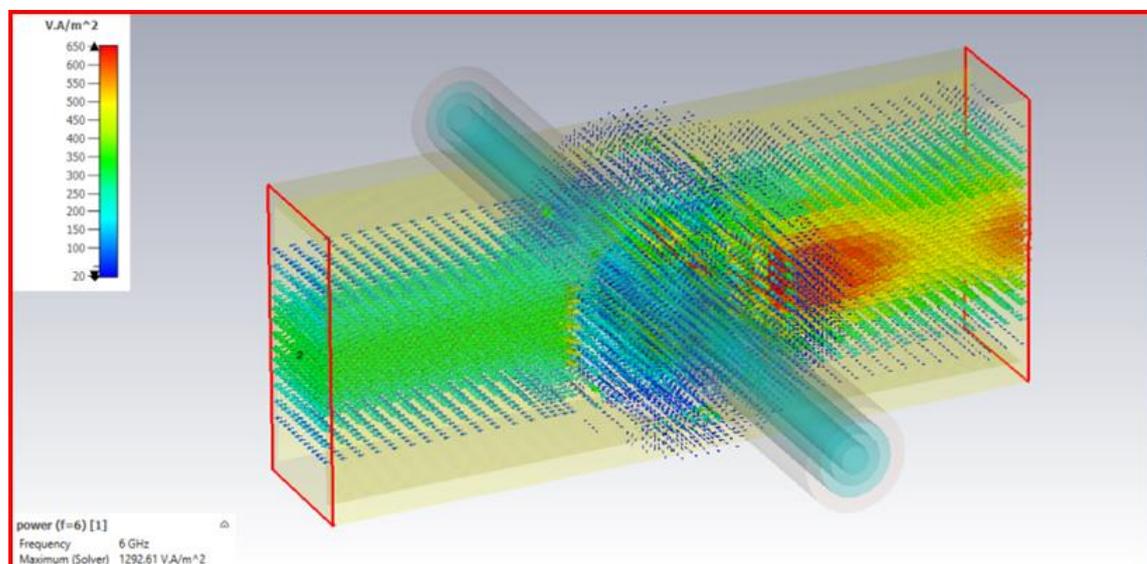


Рисунок 2.8. Численная модель прохождения диагностического СВЧ сигнала через плазменный столб, заключенный в кварцевую трубку (выполнена в CST Microwave Studio).

Также как и в случае рупорной системы, моделирование автоматически учитывало особенности используемой диагностической системы (каустика,

рефракция и отражение), а также позволяло задавать плазму как с докритической, так и сверхкритической концентрацией. Концентрация электронов вычислялась путем совмещения экспериментальных данных прохождения диагностического сигнала с численным моделированием. Данный метод применим при плотностях в диапазоне от $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При плотностях порядка $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ коэффициент прохождения сигнала через плазменный столб сравним с коэффициентом прохождения через металлическую трубку.

2.2.3. Измерения характеристик разряда по световому излучению плазмы

Относительные значения средней по сечению плотности плазмы в столбе измерялись по интенсивности светового излучения плазмы (считается, что при постоянстве температуры электронов T_e интенсивность света пропорциональна плотности плазмы [23, 81]). Для измерения интегральной светимости плазмы в поперечном сечении использовался коллимированный фотодетектор (10) (спектральный диапазон 700–1100 нм, временное разрешение 7 нс), обеспечивающий пространственное разрешение 0.5 см. Сигнал фотодетектора регистрировался осциллографом. За счет более высоко пространственного разрешения по сравнению с другими методами, данный метод позволяет исследовать продольный профиль плотности плазмы.

По регистрации светового сигнала плазмы исследовалась и динамика разряда (скорость распространения ионизационного фронта, пространственно-временная эволюция разряда, частота ионизации). Скорость распространения фронта определялась [2а, 3а] по задержке сигнала между двумя коллимированными фотодетекторами, которые были расположены на фиксированном расстоянии 5 см друг от друга и могли перемещаться вдоль кварцевой трубки. Кроме того, для регистрации разряда использовалась скоростная фотокамера (11) со скоростью съемки 960 кадров/с.

Измерение частоты ионизации складывается из измерения частоты потерь и постоянной лавины, связанных между собой как: $\nu_i = \tilde{\nu}_i + \nu_{loss}$, где ν_{loss} – частота электронных потерь, а ν_i и $\tilde{\nu}_i$ – частота ионизации и постоянная лавины,

соответственно. Постоянная лавины измерялась по времени нарастания τ плотности плазмы в e раз с помощью экспоненциальной аппроксимации $n_e \sim \exp[(v_i - v_{loss})\tau]$ сигнала фотодетектора. Частота потерь может быть получена путем измерения времени распада плазмы по световому сигналу плазмы, т.е. по изменению концентрации плазмы в e раз.

Измерение радиального профиля плотности плазмы проводилось не возмущающим плазму методом поперечных снимков плазменного столба с последующей обработкой с помощью преобразования Абеля [82]. Снимки производились с помощью коллимированного фотодетектора. При обработке снимков в радиальное распределение учитывались погрешности, обусловленные прохождением оптического излучения через кварцевую трубку.

Глава 3. Структура разряда, поддерживаемого дипольной и аксиально-симметричной модой поверхностной волны

В главе исследуются СВЧ разряды низкого давления, поддерживаемые поверхностной электромагнитной волной аксиально-симметричной ($m = 0$) и дипольной ($m = 1$) моды. Представлены результаты экспериментальных и численных исследований структуры электрического поля ПЭВ и профилей плотности плазмы при возбуждении обеих мод. Осуществлен резонанс ПЭВ на плазменном столбе между двух плоских металлических зеркал [5а, 14а]. Рассматривается самосогласованный режим: возбуждается стоячая поверхностная волна, которая сама создает и поддерживает плазму.

3.1. Возбуждение ПЭВ аксиально-симметричной и дипольной моды на плазменном столбе

Эксперименты по возбуждению разряда, поддерживаемого ПЭВ, проводились на экспериментальном стенде, описанном во второй главе (параграф 2.1.2.) Обе моды ПЭВ возбуждались с помощью волноводного аппликатора мощностью 800 Вт, работающего на частоте 2.45 ГГц. Как было показано в первой главе, возбуждение мод ПЭВ зависит от соотношения частоты излучения f и радиуса трубки R . При произведении $fR < 2$ ГГц·см возбуждается только $m = 0$ мода ПЭВ, тогда как при $fR > 2$ ГГц·см наряду с $m = 0$ модой возбуждается мода $m = 1$. За счет своей геометрии (отсутствия азимутальной симметрии) волноводный аппликатор способен производить селекцию мод при помощи настройки основного и подстроечного поршней. Для возбуждения разряда, поддерживаемого ПЭВ $m = 0$ моды, использовался также коаксиальный резонатор (сурфатрон) мощностью 45 Вт с рабочей частотой 440 МГц, устройство которого описано в параграфе 2.1.1.

В экспериментах использовались две кварцевые трубки длиной 2 м. Для возбуждения дипольной моды [18] использовалась трубка, внутренний и внешний диаметры которой составляли 21 мм и 27 мм ($fR = 2.5$ ГГц·см), а для возбуждения аксиально-симметричной – с внутренним диаметром 10 мм,

внешним 14 мм ($fR = 1.2$ ГГц·см). В случае дипольной моды разряд возбуждался в трубке заполненной воздухом при давлении 0.1 Торр, соответствующему минимуму электронных потерь. В 14 мм трубке из-за эффекта прилипания в воздухе было затруднено создание длинного ($L \gg \lambda$) плазменного столба, поэтому эксперименты проводились в аргоне при давлениях 0.25 Торр и 6.5 Торр. В качестве разрядной трубки в экспериментах также использовалась бактерицидная лампа низкого давления, длиной 90 см, с внутренним диаметром 24 мм, внешним – 25 мм. Лампа выполнена из кварца и заполнена смесью аргона (около 80%) с ксеноном при давлении 1 – 3 Торр с добавлением насыщенных паров ртути $10^{-3} - 5 \cdot 10^{-3}$ Торр.

Все приведенные условия соответствуют холодной слабостолкновительной плазме, где температура электронов T_e лежит в пределах 1-3 эВ, а частота их столкновения с нейтральными атомами много меньше круговой частоты СВЧ волны $\nu_{en}/\omega \ll 1$. Настройка волноводного аппликатора позволяет добиться (в трубке с внутренним диаметром 21 мм) возбуждения разряда, поддерживаемого чисто дипольной модой. На рисунке 3.1 приведены измеренные азимутальные распределения квадрата радиальной компоненты электрического поля ПЭВ аксиально-симметричной (кривая 2) и дипольной (кривая 1) моды.

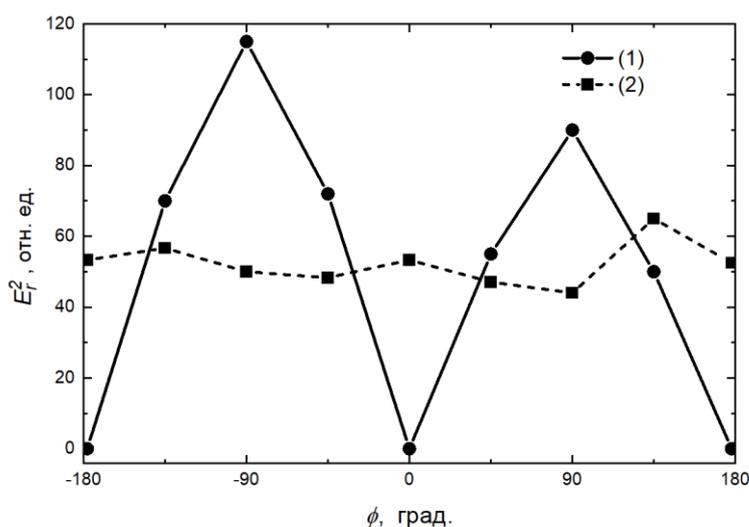


Рисунок 3.1. Азимутальные распределения компоненты $E_r^2(\varphi)$ электрического поля ПЭВ $m = 1$ (1) и $m = 0$ (2) моды при фиксированном расстоянии между антенной и трубкой $r = 1$ см.

Азимутальное распределение сильно неоднородно и характеризуется высокой модуляцией поля с отношением $E_{r\max}^2/E_{r\min}^2 \approx 100$ (кривая 1). Данное распределение свидетельствует о возбуждении квазисимметричной дипольной $m = 1$ моды поверхностной волны.

3.2. Характеристики разряда, поддерживаемого ПЭВ аксиально-симметричной моды

Разряды низкого давления, поддерживаемые распространяющейся поверхностной электромагнитной волной, характеризуются линейным профилем плотности в основной части плазменного столба [19]. Стационарный разряд, поддерживаемый поверхностной волной $m = 0$ моды, достигает максимальной длины 120-130 см при 0.25 Торр и 200 см (разряд полностью заполняет трубку) при 6.5 Торр. На рисунке 3.2 представлен типичный профиль плотности по длине разрядной трубки, измеренный при давлении 0.25 Торр. Профиль плотности характеризуется линейным спадом в основной части столба вплоть до минимальной для распространения ПЭВ плотности $n_{\min} = (1 + \varepsilon_d)n_c \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

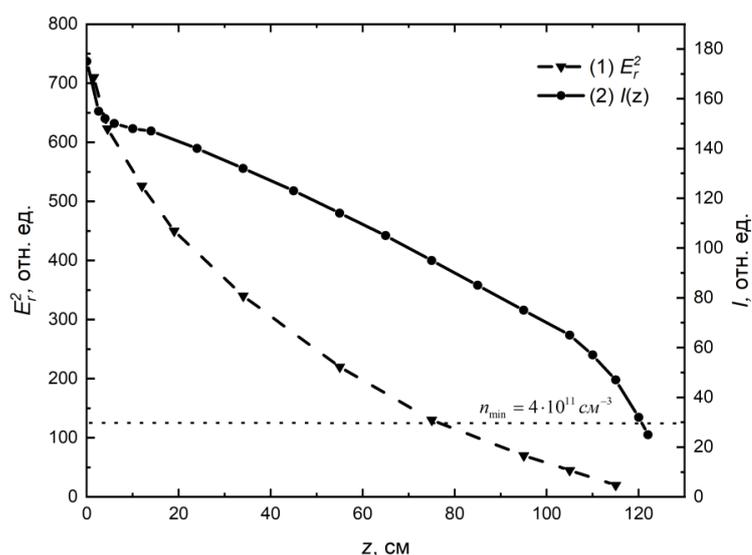


Рисунок 3.2. Распределения квадрата радиальной $E_r^2(z)$ компоненты напряженности электрического поля ПЭВ (1) и интегральной светимости плазмы (2) $I(z) \sim n_e(z)$, измеренные вдоль свободного плазменного столба при $p = 0.25$ Торр. Пунктирная линия соответствует минимальной плотности n_{\min} для распространения ПЭВ.

Характерный скачок плотности вблизи аппликатора связан с выносом плазмы из аппликатора и формированием ПЭВ. Электрическое поле ПЭВ затухает по мере удаления от источника, теряя энергию на поддержание разряда. Пространственная модуляция электрического поля ПЭВ, вызванная частичным отражением от конца разряда, не отображена на рисунке 3.2 по причине ее нерегулярного характера вследствие флуктуации длины разряда в разных импульсах. Приведенное распределение компоненты E_r^2 поля ПЭВ (кривая 1) является усредненным по импульсам значением. Абсолютные значения средних по сечению плазменного столба концентраций электронов \bar{n}_e были получены методом проходящих волн и по дисперсии ПЭВ на основании измерений длин поверхностных волн. Измерения методом проходящих волн проводились только при $p = 0.25$ Торр, так как при $p = 6.5$ Торр концентрация электронов $\bar{n}_e > 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и точность метода катастрофически уменьшается. Плотность плазмы \bar{n}_e в середине линейной части свободного разряда, где плотность плазмы близка к средней по длине столба, равна $1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при 0.25 Торр и $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при 6.5 Торр.

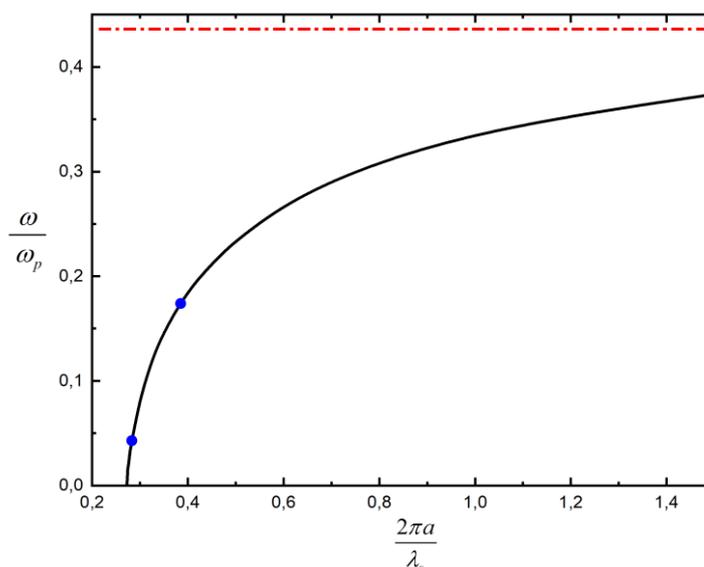


Рисунок 3.3. Сплошная кривая – дисперсионная кривая в безразмерных координатах для ПЭВ $m = 0$ моды с учетом кварцевых стенок трубки, где точки соответствуют эксперименту; красная пунктирная линия – асимптотическое значение, соответствующее минимальной концентрации электронов n_{\min} необходимой для распространения поверхностной волны.

Дисперсионная зависимость для ПЭВ аксиально-симметричной $m = 0$ моды с учетом кварцевого стекла представлена на рисунке 3.3. Дисперсионная кривая асимптотически стремится к значению $\omega/\omega_p = 0.43$, соответствующему условию распространения поверхностной волны.

3.2.1. Разряд, поддерживаемый стоячей ПЭВ аксиально-симметричной моды

В большинстве работ посвященных разрядам, поддерживаемым ПЭВ, исследуются разряды в поле бегущей поверхностной волны со значением КСВН не более нескольких единиц. При этом фундаментальный интерес представляет исследование самосогласованного разряда, поддерживаемого полем стоячей поверхностной волны. Возбуждение стоячей волны позволяет подробно исследовать компоненты электрического поля ПЭВ, находящихся в противофазе друг относительно друга [17]. В работах [83-85] был исследован разряд, поддерживаемый стоячей ПЭВ. Стоячая ПЭВ реализовывалась либо путем отражения бегущей ПЭВ от металлического отражателя (зеркала), [83], либо при сложении распространяющихся на встречу друг другу поверхностных волн [85]. В этих работах было показано, что в аргоне в широком диапазоне давлений от 0.1 Торр до 20 Торр возбуждение резонанса поверхностной волны приводит к заметной продольной модуляции плотности плазмы, вплоть до $n_{e\max}/n_{e\min} \approx 2$.

Стоячая ПЭВ $m = 0$ моды формировалась между двумя плоскими зеркалами, образующими структуру типа открытого резонатора на поверхностной волне. Устройство открытого резонатора на плазменном столбе описано в параграфе 2.1.3. В настоящей работе стоячая поверхностная волна $m = 0$ моды возбуждалась в открытом резонаторе, длина которого составляла $5/2 \lambda_s$ при 6.5 Торр и $7/2 \lambda_s$ при 0.25 Торр.

Для исследования характеристик электромагнитного поля стоячей поверхностной волны в программе CST Microwave Studio была создана численная модель аппликатора ПЭВ, аналогичная используемому в эксперименте. В численной модели не рассматривались процессы образования плазмы. Использовалась модель Друде холодной плазмы с заранее заданными

параметрами n_e и V_{ne} , которые не изменялись в процессе симуляции. В программе была воссоздана модель возбуждения стоячей ПЭВ аналогичная экспериментальной, полностью воспроизводящая параметры установки: размеры аппликатора, рабочая частота, геометрия кварцевой трубки, расстояние между зеркалами. Плотность плазмы задавалась исходя из данных, полученных в эксперименте. На рисунке 3.4 представлено расчетное распределение электрического поля стоячей ПЭВ $m = 0$ моды в виде скриншота анимации.

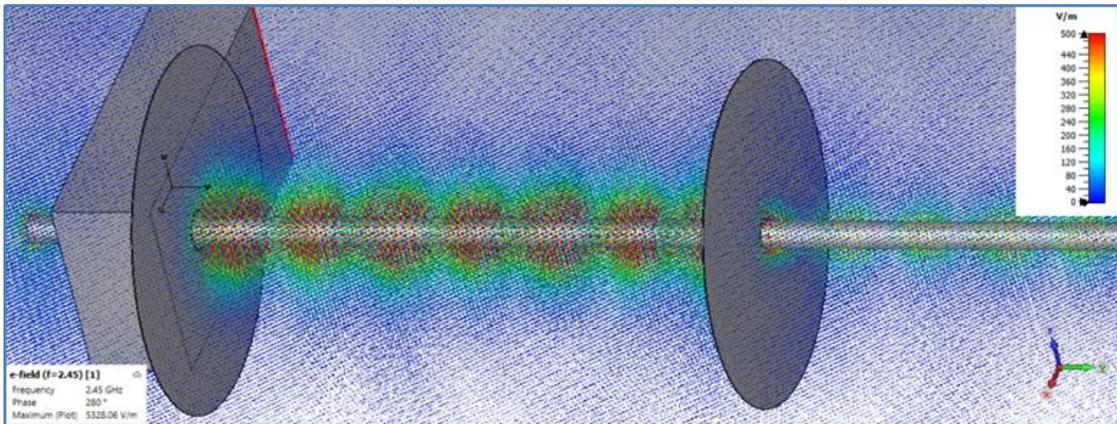


Рисунок 3.4. Распределение электрического поля по плазменному столбу, заключенному в кварцевой трубке. Фрагмент анимации из численной модели в CST Microwave Studio ($f = 2.45$ ГГц).

Плотность плазмы в численной модели задавалась исходя из экспериментальных данных, соответствующим давлениям 0.25 Торр и 6.5 Торр. Численная модель позволяет получить картину распределения поля ПЭВ как снаружи плазмы, так и внутри ее.

Полученные в результате симуляции и эксперимента распределения продольной $E_z^2(z)$ и радиальной $E_r^2(z)$ компонент электрического СВЧ поля стоячей ПЭВ $m = 0$ моды вдоль плазменного столба представлены на рисунке 3.5 для двух величин давлений: 0.25 Торр и 6.5 Торр. Длина ПЭВ заметно укорачивается относительно $\lambda_0 = 12.25$ см: $\lambda_s = 11.1$ см (6.5 Торр) и $\lambda_s = 8.3$ см (0.25 Торр). Результаты эксперимента и численного моделирования находятся в хорошем согласии. Численное моделирование показало, что усредненное отношение амплитуд вне плазмы $E_r/E_z = 2$ при 0.2 Торр и $E_r/E_z = 5$ при 6.5 Торр.

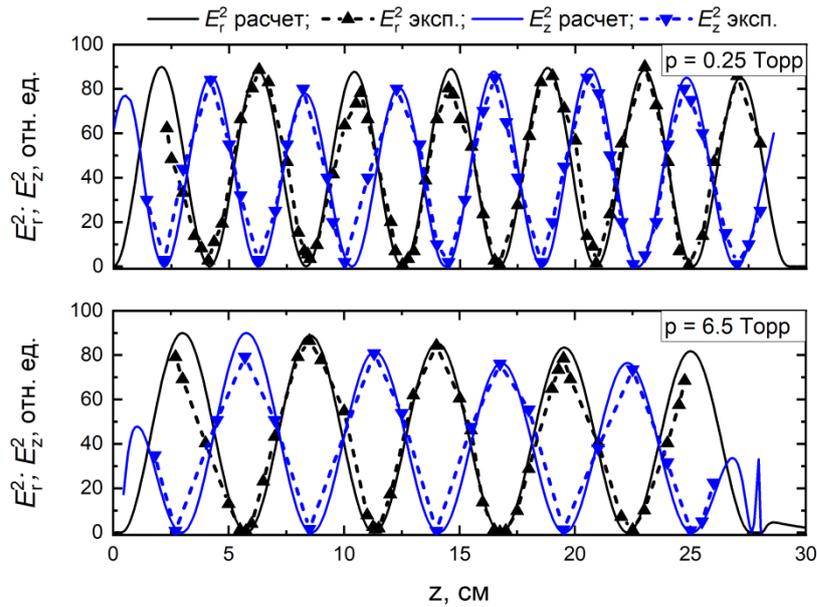


Рисунок 3.5. Распределения радиальной $E_r^2(z)$ и продольной $E_z^2(z)$ компонент напряженности электрического поля вдоль плазменного столба, ограниченного зеркалами, при давлении 0.25 Торр и 6.5 Торр. Сплошные кривые – результат моделирования в CST Microwave Studio. Пунктирные – экспериментальные данные.

Возбуждение стоячей волны позволяет зарегистрировать сдвиг фаз компонент электрического поля ПЭВ E_r и E_z друг относительно друга, который составляет 180° . Величина КСВН достигает ≈ 30 при 6.5 Торр и ≈ 25 при 0.25 Торр. При резонансе происходит накопление энергии между зеркалами, уровень которой превышает уровень энергии в свободном разряде в $\sim 5 - 8$ раз. Рассчитанные по дисперсионному соотношению для ПЭВ $m = 0$ моды [43], на основании измеренных значений λ_s , средние значения плотности плазмы n_e при 0.25 Торр и 6.5 Торр равны $2.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, соответственно.

Распределения средней по сечению плотности плазмы, измеренной по интенсивности свечения плазмы, представлены на рисунке 3.6 а,б. Можно видеть, что формирование стоячей поверхностной волны приводит к значительной модуляции плотности плазмы, возрастающей с ростом давления. Максимумы и минимумы плотности плазмы совпадают с максимумами и минимумами продольной компоненты электрического поля E_z и сдвинуты на 180° относительно

E_r . Данный факт свидетельствует об определяющей роли компоненты E_z в поддержании разряда.

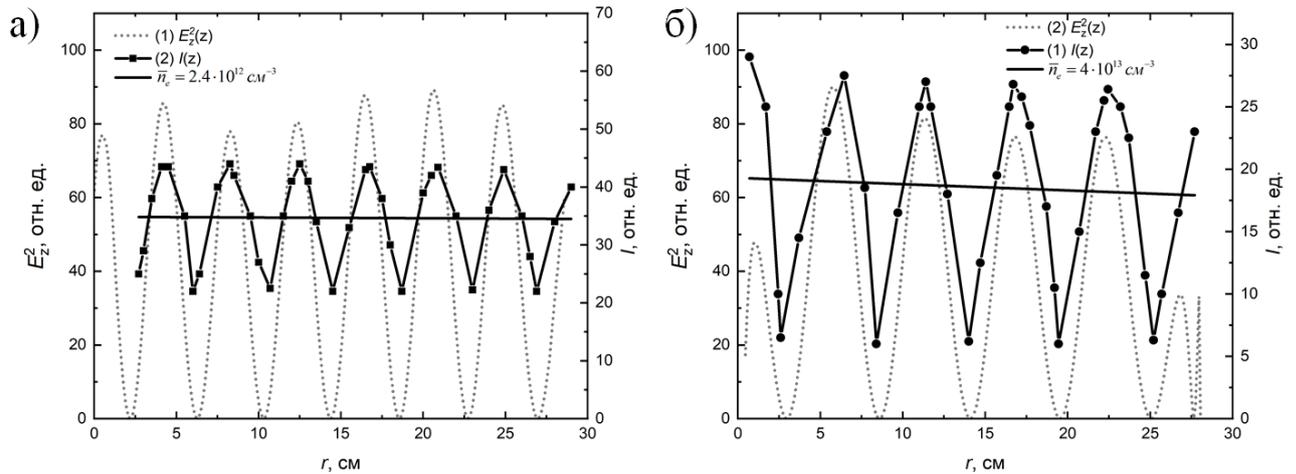


Рисунок 3.6. Пунктирная кривая – распределение продольной компоненты напряженности электрического поля стоячей ПЭВ $E_z^2(z)$ из рисунка 3.5. Точки соответствуют измеренному между зеркалами распределению интегральной светимости плазмы $I(z) \sim n_e(z)$. Сплошная линия – среднее значение плотности плазмы \bar{n}_e . а) Давление $p = 0.25$ Торр; б) Давление $p = 6.5$ Торр.

Распределения электрического поля в сечениях, соответствующих максимумам E_r и E_z , полученные в результате численного моделирования (рисунок 3.7), свидетельствуют о доминирующем вкладе компоненты поля E_z в поддержании разряда.

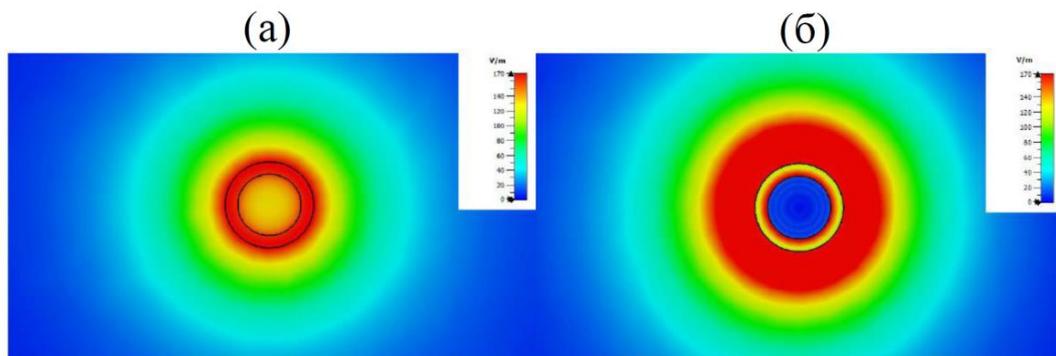


Рисунок 3.7. Распределения интенсивности электромагнитного поля стоячей ПЭВ в поперечных сечениях разряда при $p = 0.25$ Торр (результат моделирования в CST Microwave Studio), соответствующих; а – максимуму E_z ; б – максимуму E_r .

Экспериментально была продемонстрирована возможность создания длинного ($L = 84$ см $\lambda_s \approx 10.5$ см) стационарного плазменного столба с высокой

степенью модуляции $n_{\text{emax}}/n_{\text{emin}} \approx 5$ (рисунок 3.8), полученного при давлении 9 Торр.

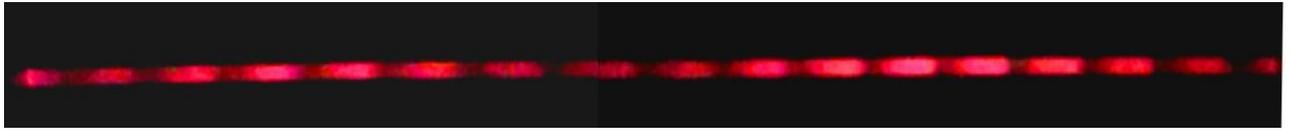


Рисунок 3.8. Фото разряда, поддерживаемого стоячей ПЭВ ($p = 9$ Торр). Расстояние между зеркалами $L = 84$ см.

Процесс формирования модулированной структуры исследовался тремя независимыми методами: зондированием проходящими волнами, по интегральному световому излучению плазмы и измерению характеристик электрического поля ПЭВ. Измерения проводились только при $p = 0.25$ Торр, так как при $p = 6.5$ Торр точность метода катастрофически уменьшается. Результаты измерений в точках z_{min} и z_{max} , соответствующих произвольным соседним минимуму и максимуму плотности плазмы представлены на рисунке 3.9.

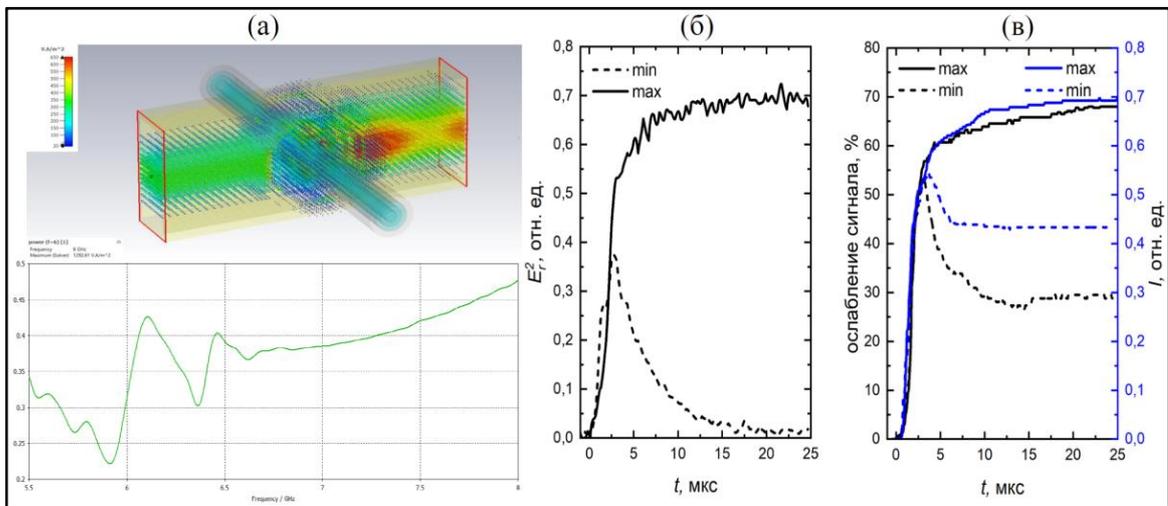


Рисунок 3.9. Процесс формирования модулированной структуры ($p = 0.25$ Торр).

а) Скриншот численной модели в CST Microwave Studio по симуляции прохождения диагностического СВЧ сигнала через разряд. Нижний рисунок демонстрирует результаты расчета коэффициента прохождения диагностического СВЧ сигнала в диапазоне от 5.5 ГГц до 8 ГГц. б) Временная зависимость $E_r^2(t)$, измеренная в положениях, соответствующих узлам (пунктирная кривая) и пучностям (сплошная линия) компоненты E_r стоячей ПЭВ. в) Временные зависимости прохождения диагностического СВЧ излучения (6 ГГц) и интенсивности свечения плазмы, измеренные в положениях, соответствующих минимуму (пунктирные кривые) и максимуму (сплошные кривые) плотности плазмы.

Отсчет времени ведется от момента, соответствующему началу регистрации фронта разряда. В течение первых 2 мкс происходит свободное распространение разряда, поддерживаемого бегущей поверхностной волной. При достижении разрядом второго зеркала образуется стоячая волна, что приводит к модуляции плотности плазмы. Изменение структуры поля и плотности плазмы разряда является самосогласованным процессом, выходящим на стационар за время $\tau \approx 10$ мкс, коррелирующему с характерным временем амбиполярной диффузии [86] $\tau_d = 4.55 \cdot 10^2 pr^2 T_m^{-1} (T_m + T_e)^{-1} \approx 3.7$ мкс. Измеренная по интегральной светимости (рисунок 3.9в) степень модуляции равна $n_{e\max}/n_{e\min} = 1.5$. В данном эксперименте было использовано только внешнее подвижное зеркало (подвижное зеркало располагалось только снаружи трубки). Проходящий диагностический сигнал (6 ГГц) ослаблялся на $\sim 68\%$ в максимуме и на $\sim 30\%$ в минимуме, что после сопоставления с результатами численного моделирования (зависимость коэффициента прохождения от частоты в максимуме представлена на рисунке 3.9а) соответствует $n_{e\max} = 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $n_{e\min} = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Для повышения точности аналогичные измерения были проведены и для других частот диагностического излучения в диапазоне от 5.5 ГГц до 7.5 ГГц. Полученные методом проходящих волн значения концентрации электронов хорошо согласуются с измерениями относительной плотности по световому излучению плазмы и с величиной средней плотности $\bar{n}_e = 2.2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, определенной по дисперсии ПЭВ на основании измерений длины волны.

3.2.2. Радиальный профиль плотности разряда, поддерживаемого бегущей ПЭВ аксиально-симметричной моды

Измерение радиального профиля плотности плазмы проводилось не возмущающим плазму методом поперечных снимков плазменного столба с последующей обработкой с помощью преобразования Абеля [82]. Для калибровки метода была использована бактерицидная лампа длиной 90 см, с внутренним диаметром 24 мм, внешним – 25 мм. В лампе реализовывался тлеющий разряд с

помощью стандартного пускорегулирующего аппарата (ПРА). Радиальный профиль плотности плазмы в тлеющем разряде хорошо известен и описывается бesselевой функцией $n_e(r) \sim J_0(2.4r/a)$, где a – радиус трубки [15]. На рисунке 3.10 а приведены экспериментально измеренный и эталонный профили плотности в бактерицидной лампе, демонстрирующие близкий характер. Распределения в условиях нашего эксперимента представлены на рисунке 3.10 б.

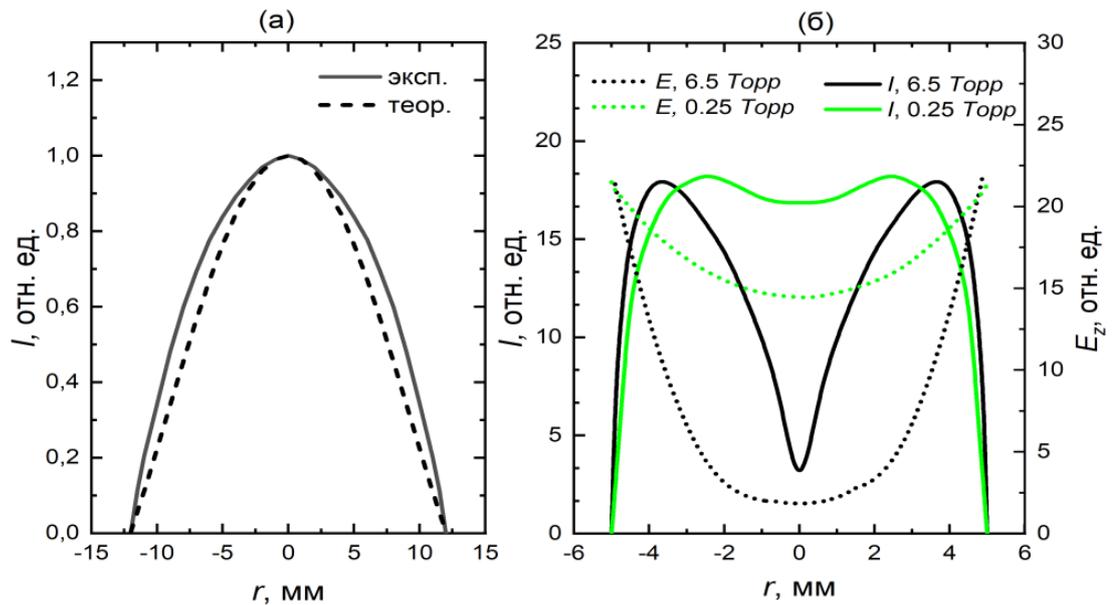


Рисунок 3.10. а) Радиальные распределения плотности плазмы в бактерицидной лампе (тлеющий разряд). Пунктирная кривая – распределение, измеренное методом поперечных снимков. Сплошная кривая – теоретическое распределение. б) Сплошные кривые – измеренные методом поперечных снимков распределения плотности плазмы в разряде на поверхностной волне. Пунктирные кривые – радиальные распределения напряженности электрического поля $E(r)$ внутри плазменного столба (результаты численного моделирования).

Данные распределения были измерены в середине линейной части свободного разряда, где плотность плазмы близка к средней по столбу $\bar{n}_e = 1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Характер радиального распределения концентрации электронов зависит от давления. При 0.25 Торр профиль плотности имеет столообразный вид с незначительным провалом к центру трубки. При увеличении давления до 6.5 Торр наблюдается значительный провал концентрации на оси трубки. Измеренные при данных давлениях значения средних концентраций электронов,

определяющие глубину проникновения поля ПЭВ в плазму, отличаются более чем на порядок (при 6.5 Торр $\bar{n}_e = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Радиальные распределения компоненты E_z , вносящей доминирующий вклад в поддержание разряда, получены в результате численного моделирования в CST Microwave Studio (рисунок 3.10б). Из приведенных результатов видно, что характер распределения плотности плазмы коррелирует с распределением электрического поля ПЭВ, определяющего процессы ионизации. Радиальный профиль определяется балансом между процессами амбиполярной диффузии и объемной диссоциативной рекомбинации, приводящими к формированию более плавного по сравнению с полем градиенту. При пониженном давлении (0.25 Торр) диффузия превалирует над рекомбинацией $\nu_d = 2.7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \gg \nu_r$, а распределение поля близко к однородному. В области повышенного давления (6.5 Торр) профиль поля сильно неоднороден и падает практически до нуля к центру трубки. В тоже время профиль плотности спадает менее резко, что, по-видимому, определяется балансом процессов диффузии и рекомбинации. Рассчитанное значение частоты диффузии $\nu_d = 5.2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Значение частоты рекомбинации, измеренное в схожих условиях [87], близко к частоте диффузии и равно $\nu_r \approx 7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

В упомянутой бактерицидной лампе был также инициирован разряд, поддерживаемый поверхностной волной. В качестве возбудителя разряда было использовано два аппликатора ПЭВ: волноводный аппликатор (800 Вт, 2.45 ГГц) и сурфатрон (45 Вт, 440 МГц, описание дано в параграфе 2.1.1). При обоих способах возбуждения, разряд поддерживался ПЭВ $m = 0$ моды. Мощность сурфатрона значительно меньше, чем у волноводного аппликатора. Возбуждается разряд, по которому распространяется затухающая ПЭВ. В виду большого декремента затухания, отражение ПЭВ от конца разряда не приводит к модуляции поля (рисунок 3.11а, кривая 2) как это происходит при возбуждении волноводным аппликатором. При возбуждении ПЭВ на положительном столбе, поддерживаемым ПРА, она отражается от металлического электрода и фланца лампы, и на столбе устанавливается частично стоячая ПЭВ. Определенные по

дисперсии ПЭВ и относительному световому излучению плазмы средние значения концентрации электронов равны: $n_e = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при возбуждении сурфатроном, $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при возбуждении волноводным аппликатором. Радиальные распределения плотности плазмы для этих случаев приведены на рисунке 3.11б.

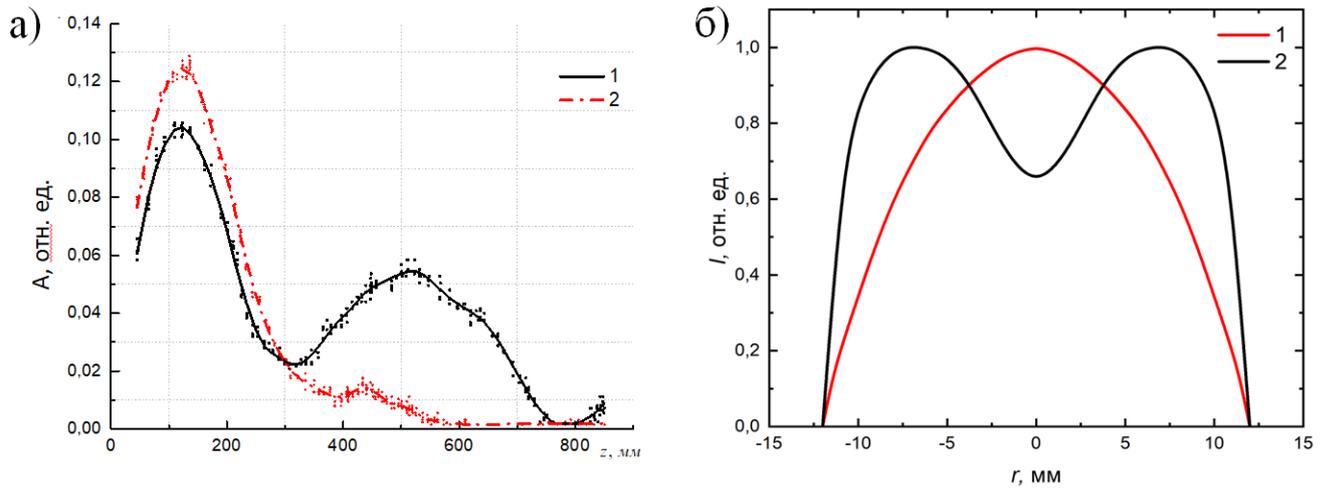


Рисунок 3.11. а) Распределение компоненты $E_r^2(z)$ поля ПЭВ (A , отн. ед.), возбуждаемой коаксиальным резонатором: 1) на положительном столбе плазмы, поддерживаемом внешним источником; 2) на плазменном столбе, создаваемом самим резонатором (резонатор работает в режиме сурфатрона). б) Радиальные распределения плотности плазмы в бактерицидной лампе: 1) возбуждение ПЭВ сурфатроном; 2) волноводным аппликатором.

Видно, что при сравнительно небольшой величине плотности плазмы ее радиальный профиль близок к бesselеву профилю, характерному для положительного столба тлеющего разряда. При увеличении концентрации электронов более чем на порядок (до $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) плотность плазмы возрастает у стенок, но проваливается на оси трубки.

Используя выражения (1.28) для энергии ПЭВ проникающей в плазму W_{pl} и энергии ПЭВ в окружающем плазменный столб пространстве W_{vac} , был проведен расчет отношения W_{pl}/W_{vac} . В условиях нашего эксперимента отношение W_{pl}/W_{vac} равно 0.25 при 0.25 Торр и 0.04 при 6.5 Торр. Расчет проводился для средней по свободному плазменному столбу плотности плазмы. Распределения энергии ПЭВ внутри и снаружи плазменного столба были получены и в результате численного

моделирования (рисунок 3.12). Данные моделирования хорошо согласуются с расчетными данными W_{pl}/W_{vac} . Результаты моделирования и расчета отношения W_{pl}/W_{vac} были подтверждены экспериментально.

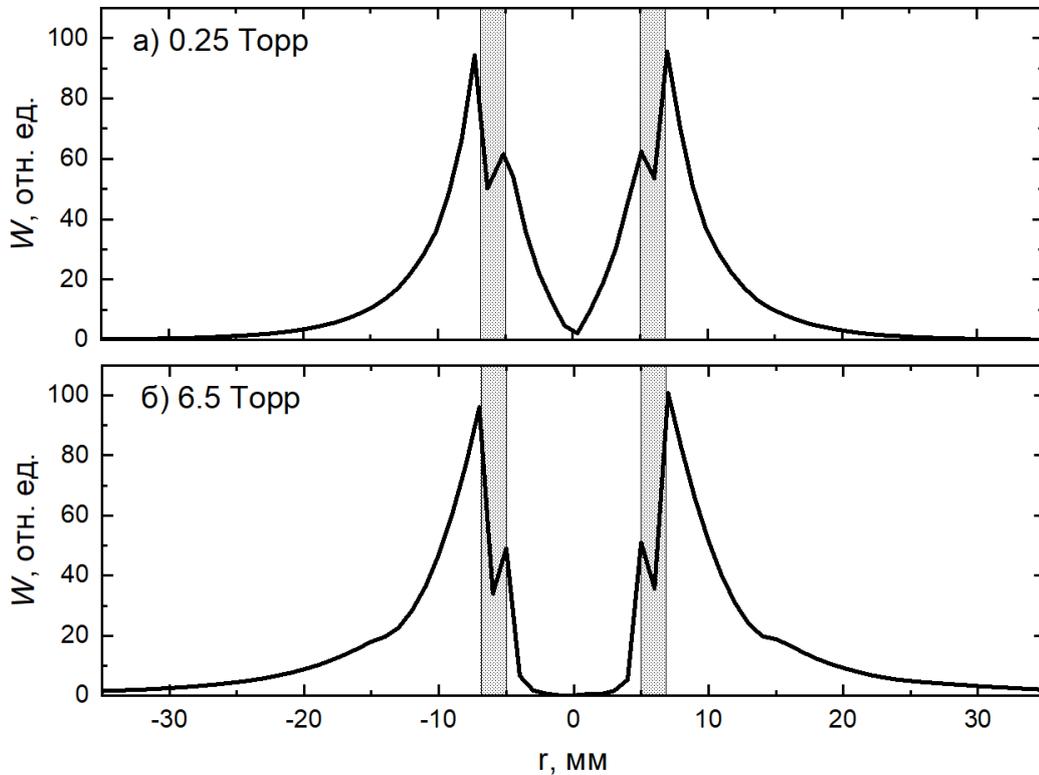


Рисунок 3.12. Результаты моделирования радиального распределения энергии ПЭВ внутри и снаружи плазменного столба. а) $p = 0.25$ Торр; $n_e = 1.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. б) $p = 6.5$ Торр; $n_e = 1.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Для этого стоячая волна возбуждалась как при совмещенных внутреннем и внешнем зеркалах (устройство подвижного зеркала описано в параграфе 2.1.3), так и при их раздельном использовании. Перемещение внутреннего зеркала при высоком давлении (6.5 Торр) не приводит к значительным изменениям КСВН и профиля плотности плазмы, что подтверждает малую долю энергии ПЭВ внутри плазмы $W_{pl} \ll W_{vac}$. В эксперименте с пониженным давлением (0.25 Торр) максимальные значения КСВН = 25, и степени модуляции $n_{e\max}/n_{e\min} = 2$ были достигнуты при одновременной установке внешнего и внутреннего зеркал. Использование только внешнего зеркала уменьшает величину КСВН, а степень модуляции достигает $n_{e\max}/n_{e\min} = 1.5$, тогда как при использовании только внутреннего зеркала $n_{e\max}/n_{e\min} = 1.3$. Видно, что в таких условиях эффект от зеркал

складывается. Степень влияния внутреннего и внешнего зеркал на модуляцию плотности плазмы и поля поверхностной волны напрямую связана с долями энергии поверхностной волны внутри плазмы и вне ее.

Выражение для мощности поверхностной волны, расходуемой в плазме свободного разряда $P_{pl} = P_0 - P_{vac} - P_{loss}$, где P_{vac} – мощность ПЭВ в вакууме, а $P_0 = 800$ Вт – мощность источника. Уровень потерь, связанный с отражением внутри аппликатора и излучением с конца разряда не превышает 30 % ($P_{loss} \approx 200$ Вт) [88]. Используя ранее рассчитанные значения W_{pl}/W_{vac} мощность ПЭВ поглощаемую в плазме можно оценить как $P_{pl} \approx 110$ Вт при 0.25 Торр и $P_{pl} \approx 22$ Вт при 6.5 Торр. Мощность θ , затрачиваемая на создание пары электрон-ион, может быть рассчитана как: $\theta = P_{pl} / \pi \bar{n}_e l a^2$, где l – длина плазменного столба. Учитывая измеренные поперечные профили плотности плазмы, были получены следующие оценки: $\theta \approx 1.1 \times 10^{-14}$ Вт (6.5 Торр) и $\theta \approx 6.7 \times 10^{-13}$ Вт (0.25 Торр), находящиеся в хорошем согласии с теоретическими моделями и экспериментальными данными θ для аргона из других работ [86, 89, 90].

3.3. Характеристики разряда, поддерживаемого ПЭВ дипольной моды

Стационарный разряд, поддерживаемый поверхностной волной дипольной моды, достигает максимальной длины 70-75 см. Аксиальные распределения квадратов продольной $E_z^2(z)$ и радиальной $E_r^2(z)$ электрических компонент СВЧ поля ПЭВ свободного разряда представлены на рисунке 3.13. СВЧ поле ПЭВ спадает по длине столба с некоторой модуляцией, связанной с отражением ПЭВ от конца столба. Нерегулярный характер модуляции связан с флуктуациями длины разряда в пределах 2-3 см, что приводит к сбою фазы отраженного сигнала. Особенность распределения поля в зоне вблизи аппликатора ($z < 12$ см) связана с объемным излучением, которое всегда сопровождает возбуждение поверхностной волны [88].

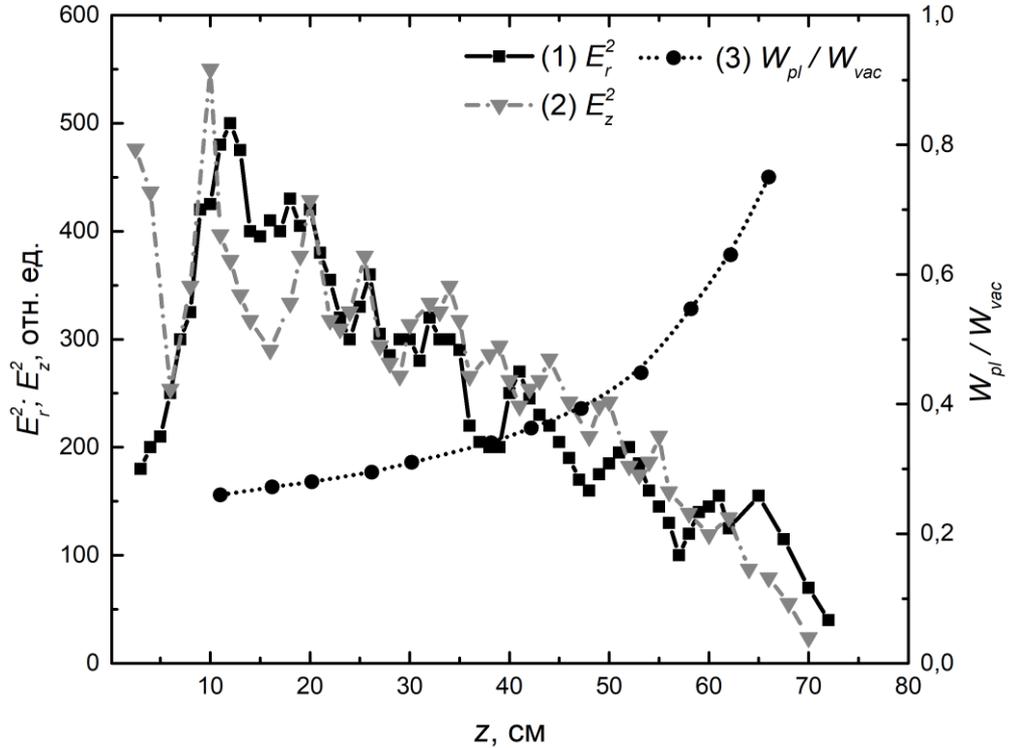


Рисунок 3.13. Распределения квадрата радиальной $E_r^2(z)$ (1) и квадрата продольной $E_z^2(z)$ (2) компонент напряженности электрического поля ПЭВ, измеренные вдоль свободного плазменного столба. Расстояние между СВЧ зондом и трубкой $r = 1.5$ см. Изменение отношения СВЧ энергии поля ПЭВ в плазме и вакууме W_{pl}/W_{vac} вдоль плазменного столба (3).

Для стабилизации разряда и измерения длины волны в импульсном режиме, на расстоянии $z = 50$ см от аппликатора было установлено металлическое зеркало. Длина волны измерялась как интерферометрическим методом, так и по распределению поля стоячей волны. Измеренная длина ПЭВ в основной части столба составляет ≈ 11 см и падает до ≈ 10 см в «хвосте» разряда перед зеркалом. На рисунке 3.14 (кривая 1) приведено экспериментальное распределение интегральной интенсивности свечения разряда, пропорциональное плотности плазмы, по длине столба. Абсолютные значения средней по сечению плотности плазмы в столбе определялись как методом зондирования плазмы проходящим диагностическим СВЧ излучением, так и методом расчета по дисперсии ПЭВ [26] на основании измерения длины волны.

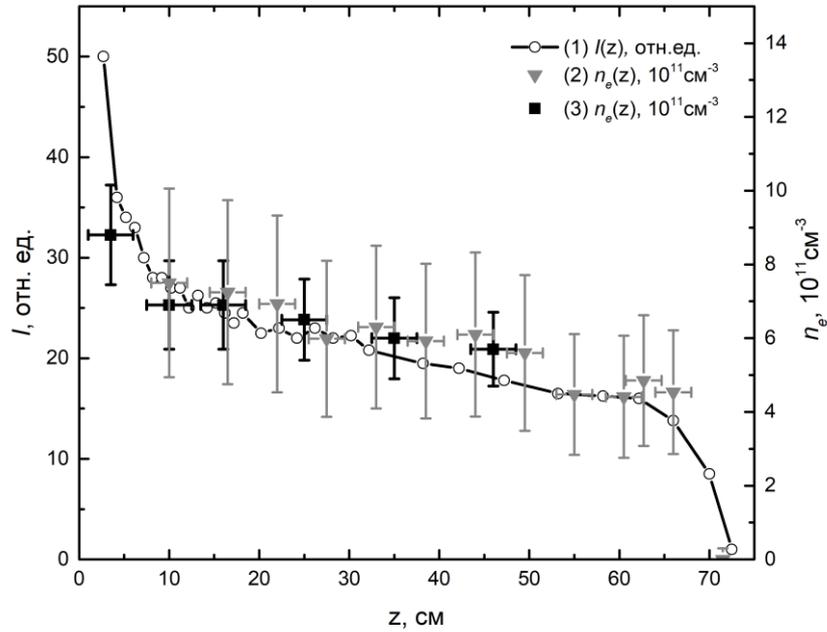


Рисунок 3.14. Усредненный по сечению трубки продольный профиль плотности плазмы. 1 – Распределение интегральной светимости плазмы $I(z) \sim n_e(z)$ (сигнал с фотодетектора); 2 – Распределение плотности плазмы $n_e(z)$, измеренное методом проходящих СВЧ волн; 3 – Распределение плотности плазмы $n_e(z)$, определенное по дисперсии ПЭВ на основании измерений длины волны.

Дисперсионная зависимость ПЭВ для $m = 1$ моды с учетом кварцевого стекла представлена на рисунке 3.15.

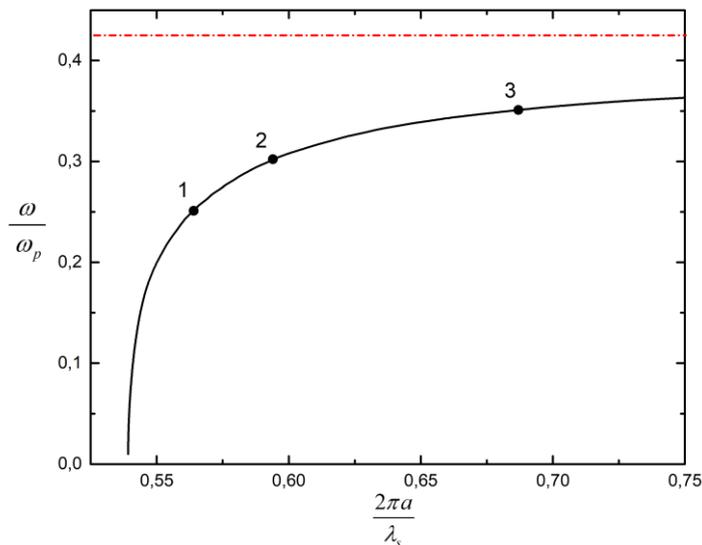


Рисунок 3.15. Сплошная кривая – дисперсионная кривая в безразмерных координатах для ПЭВ дипольной моды с учетом кварцевых стенок трубки, где 1, 2 и 3 экспериментальные точки; красная пунктирная линия – асимптотическое значение, соответствующее минимальной концентрации электронов n_{\min} необходимой для распространения поверхностной волны.

Дисперсионная кривая асимптотически стремится к значению $\omega/\omega_p = 0.43$, соответствующему условию распространения поверхностной волны $n_e > n_{\min} = (1 + \varepsilon_d)n_c$.

Основная часть свободного разряда характеризуется линейным профилем плотности $n(z)$ вплоть до хвостовой части разряда, где нарушается условие распространения ПЭВ. При сопоставлении распределений плотности (рисунок 3.14) и поля (рисунок 3.13) для свободного разряда при z от 15 см до 65 см видно, что падение поля ПЭВ вдоль столба происходит быстрее, чем падение плотности. При падении энергии поля на этом участке в ≈ 4 раза, плотность плазмы спадает на $\approx 50\%$. Данный факт может быть объяснен особенностями распределения энергии ПЭВ в плазме и вакууме. Соотношение между долями энергии ПЭВ в вакууме W_{vac} и внутри плазмы W_{pl} преимущественно определяется глубиной проникновения поля в плазму, зависящей от профиля плотности. Энергия волны, поглощаемая в плазме, идет на ее поддержание и пропорциональна концентрации электронов n_e при постоянной температуре электронов. Мощность, расходуемая на поддержание плазмы, может быть рассчитана как в [16]: $P_{\text{pl}} = \pi r^2 \ln_e \theta \approx 160 \text{ Вт}$, где θ – энергия, затрачиваемая на создание пары электрон-ион, при мощности источника $P_0 = 800 \text{ Вт}$. Уровень потерь, связанный с отражением внутри аппликатора и излучением с конца разряда [88] не превышает 25%. Расходуемая мощность источника $P_0 = P_{\text{pl}} + P_{\text{vac}} + P_{\text{loss}}$, где P_{pl} и P_{vac} мощность поверхностной волны в плазме и вакууме, соответственно. Видно, что большая часть мощности ПЭВ содержится вне плазмы. Расчет соотношения $W_{\text{pl}}/W_{\text{vac}}$ проведен на основе экспериментальных распределений $n(z)$ (рисунок 3.14) и $E_r^2(z)$ (рисунок 3.13), характеризующих энергию поля ПЭВ внутри и вне плазмы, соответственно. Рассчитанное пространственное распределение СВЧ энергии в плазме и вакууме $W_{\text{pl}}/W_{\text{vac}}$ вдоль плазменного столба представлено на рисунке 3.13 (кривая 3). В хвостовой части разряда, где концентрация электронов близка к n_{\min} , соотношение $W_{\text{pl}}/W_{\text{vac}}$ стремится к единице, а эффективность преобразования

энергии ПЭВ в плазму максимальна [91]. В начальной части разряда, где плотность плазмы выше на 50% соотношение $W_{pl}/W_{vac} \approx 0.25$, т.е. преобладающая часть энергии ПЭВ сосредоточена вне плазмы. В настоящем эксперименте данная закономерность выполняется до участка $z = 12$ см на котором линейный профиль плотности сменяется квадратичным. В отличие от линейного профиля плотности, где разряд самосогласованно поддерживается поверхностной волной, квадратичная часть может быть связана с выносом плазмы из аппликатора под действием пондеромотроной силы и диффузии с последующим формированием поверхностной волны. При этом плотность внутри аппликатора достигает $\approx 20n_c$. Вследствие этого, увеличение плотности плазмы вблизи аппликатора не сопровождается значительным увеличением поля, как в случае поддержания разряда только поверхностной волной.

3.3.1. Разряд, поддерживаемый стоячей ПЭВ дипольной моды

Численная модель по возбуждению стоячей ПЭВ на плазменном столбе, представленная в параграфе 3.2.1, была также использована для исследования структуры поля дипольной моды стоячей ПЭВ. Путем конфигурации СВЧ поля внутри модели волноводного аппликатора наряду с $m = 0$ модой, безальтернативно возбуждающейся при условии $fR < 2$ ГГц×см, удалось возбудить чистую $m = 1$ моду. Размеры трубки и плотность плазмы соответствовали эксперименту. Полученные в результате симуляции распределения продольной E_z и радиальной E_r компонент электрического СВЧ поля стоячей ПЭВ $m = 1$ моды вдоль плазменного столба представлены совместно с экспериментальными результатами на рисунке 3.16. Измеренное значение КСВН составляет ≈ 25 . Средняя длина волны ПЭВ в резонаторе равна ≈ 11.6 см. Приведенные экспериментальные и расчетные распределения достаточно хорошо согласуются и имеют близкие значения длины волны и КСВН. При резонансе происходит накопление энергии между зеркалами, уровень которой превышает уровень энергии в свободном разряде в 6 раз.

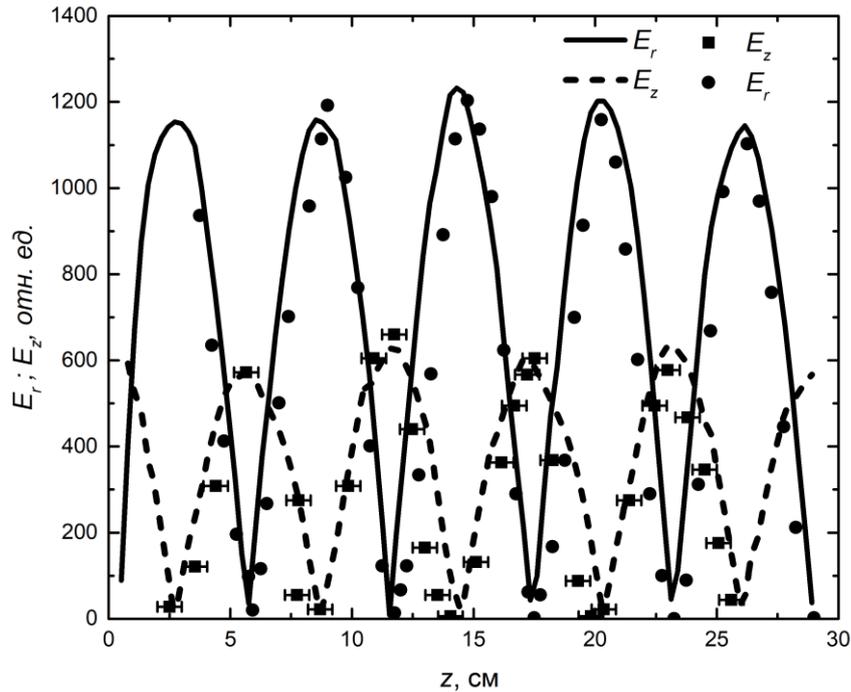


Рисунок 3.16. Распределения радиальной E_r и продольной E_z компонент напряженности электрического поля ПЭВ $m = 1$ моды вдоль плазменного столба. Сплошные кривые – результат моделирования. Точки – экспериментальные данные, нормированные на результат моделирования.

Изменение расстояния между зеркалами приводит к расстройке резонанса и, соответственно, уменьшению уровня поля и запасенной энергии, а также к укорочению длины волны вплоть до значений близких к свободному разряду при $L = \lambda_s(2n + 1)/2$, где n – целое число.

Измеренные на разных расстояниях (от 0.5 см до 6 см) от разрядной трубки распределения полей $E_r(z)$ и $E_z(z)$ имеют вид, идентичный распределению на рисунке 3.16, что свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе объемного излучения. Радиальные распределения компонент квадрата электрического поля в резонаторе и свободном разряде представлены на рисунке 3.17. Измеренные в свободном разряде и в резонаторе распределения продольной компоненты $E_z(r)$ хорошо согласуются с теоретическим распределением [26]

$$E_z^2(r) = A \left[K_1(r\sqrt{\beta^2 - k_0^2}) \right]^2, \text{ где } A - \text{константа, } \beta = 2\pi/\lambda_s, \text{ а } k_0 = 2\pi/\lambda_0 \text{ (кривая 3)}$$

для дипольной моды. Некоторое отклонение распределения в резонаторе вызвано возмущением СВЧ зондом поля в резонаторе.

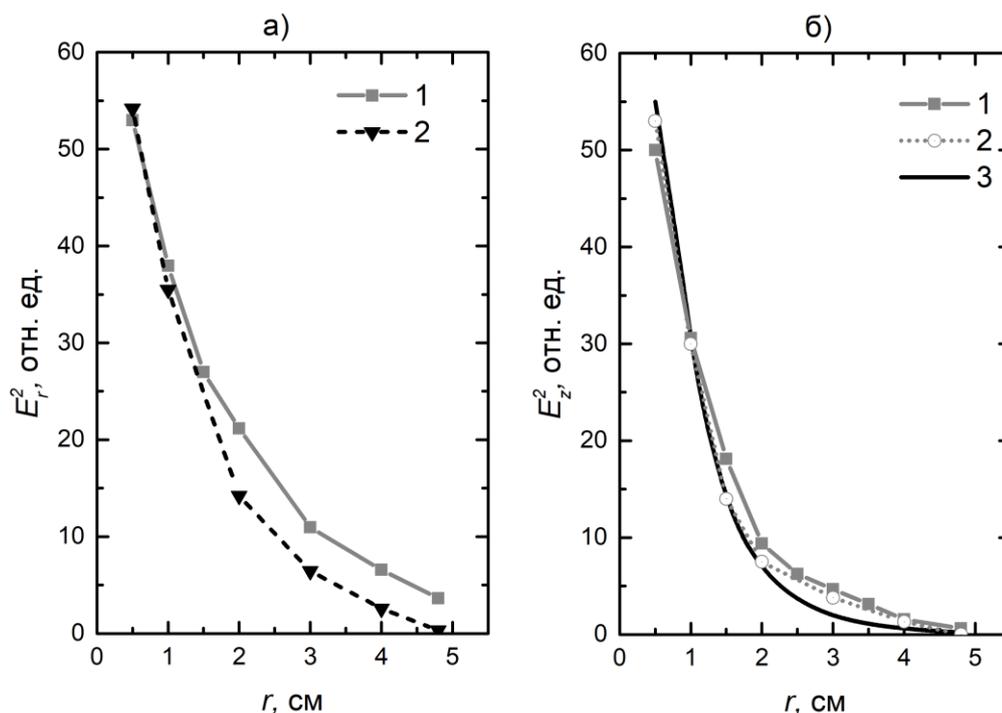


Рисунок 3.17. Радиальные распределения компонент электрического поля ПЭВ. а) Распределение квадрата радиальной компоненты $E_r^2(r)$ в резонаторе (1) и в случае свободного разряда (2). б) Распределение квадрата продольной компоненты $E_z^2(r)$ в резонаторе (1), в случае свободного разряда (2) и теоретическое распределение (3).

Высокое значение КСВН при резонансе поверхностной волны и накопление энергии между зеркалами позволяет рассматривать эту систему как открытый резонатор ПЭВ с некоторой добротностью. Так как в работе в качестве источника СВЧ энергии использовался магнетрон, работающий на фиксированной частоте 2.45 ГГц, оценка добротности, полученная посредством перестройки собственной частоты резонатора при изменении его длины, составила величину $Q \approx 15$. Данное значение добротности близко к добротности аналогичного открытого резонатора ПЭВ, описанного в параграфе 2.1.3, где роль волновода ПЭВ играет металлическая трубка ($Q = 15 - 20$). Достаточно близкие величины добротности свидетельствуют о том, что энергия потерь в открытом резонаторе ПЭВ определяется в большей степени потерями в зеркалах. Данные потери связаны с возбуждением на них ПЭВ Зоммерфельда-Ценнека [1а] и должны значительно превышать потери в металлическом проводе или плазменном столбе. В случае

слабостолкновительной плазмы величина добротности ограничивается затуханием на электрон-нейтральных столкновениях, а предельная добротность резонатора ПЭВ может быть оценена, как $Q_{\max} \approx \omega/\nu_{en} \approx 30$ [19]. Для открытого резонатора на объемной волне [93] значению КСВН=25 соответствует добротность $Q = 2\pi L/\lambda \cdot (1 - R) \approx 65$, здесь R – коэффициент отражения.

Рост энергии поля поверхностной волны в резонаторе приводит к увеличению концентрации электронов в плазменном столбе. Продольные профили плотности плазмы представлены на рисунке 3.18.

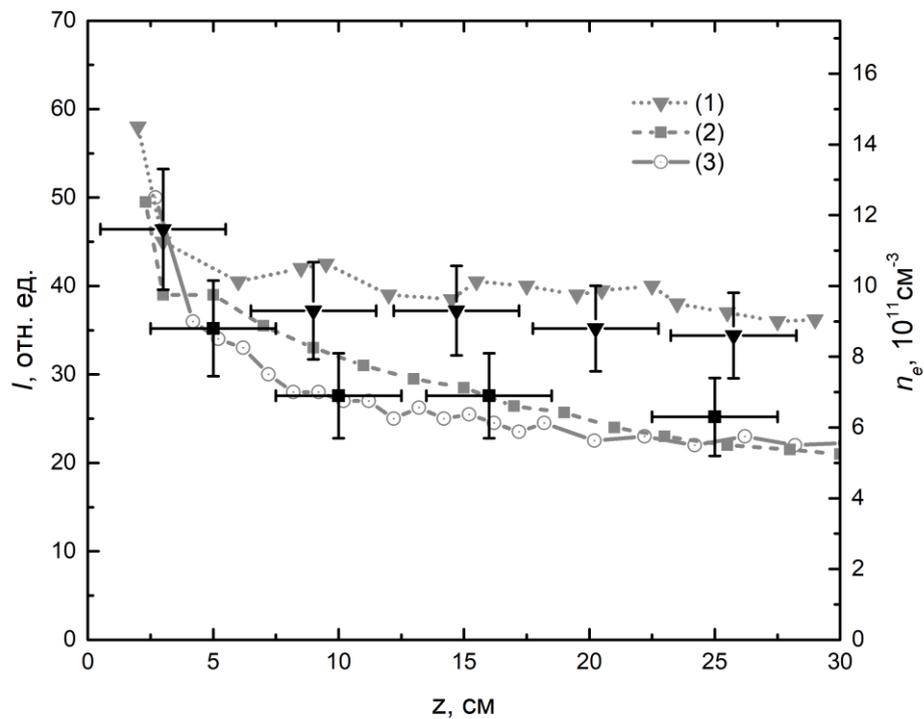


Рисунок 3.18. Усредненный по сечению трубки продольный профиль плотности плазмы в границах резонатора: 1 – при настройке на резонанс; 2 – при расстройке системы; 3 – приведенный для сравнения профиль плотности свободного разряда из рисунка 3.14. Сплошные линии – распределения интегральной светимости плазмы $I(z) \sim n_e(z)$ (сигнал с фотодетектора); Точки – расчет по дисперсии ПЭВ, на основании измерений длины волны.

Несмотря на высокое значение КСВН, заметной модуляции плотности плазмы вдоль столба не зарегистрировано. При этом при отклонении давления от оптимального значения ($p = 0.1$ Торр) происходило ухудшение резонансных

свойств. При $p > 1$ Торр отношение $\nu_{en}/\omega \rightarrow 1$ и разряд практически не выходит из аппликатора.

Распределение плотности плазмы в ненастроенном резонаторе близко к распределению в свободном разряде. При настройке на резонанс плотность возрастает на 40-50% при увеличении энергии поля в 6 раз. При этом следует отметить, что рост плотности плазмы обусловлен ростом поля внутри плазмы. Как отмечалось ранее при описании свободного разряда, с ростом плотности плазмы происходит перераспределение энергии поля, вызванное уменьшением скин-глубины. На рисунке 3.19 (кривая 1) показано изменение отношения W_{pl}/W_{vac} при резонансе. Построенная на основе экспериментальных данных n_e и E зависимость $W_{pl}/W_{vac}(n_e)$ демонстрирует изменение отношения с $W_{pl}/W_{vac} = 0.25$ для свободного разряда до $W_{pl}/W_{vac} = 0.07$ при резонансе.

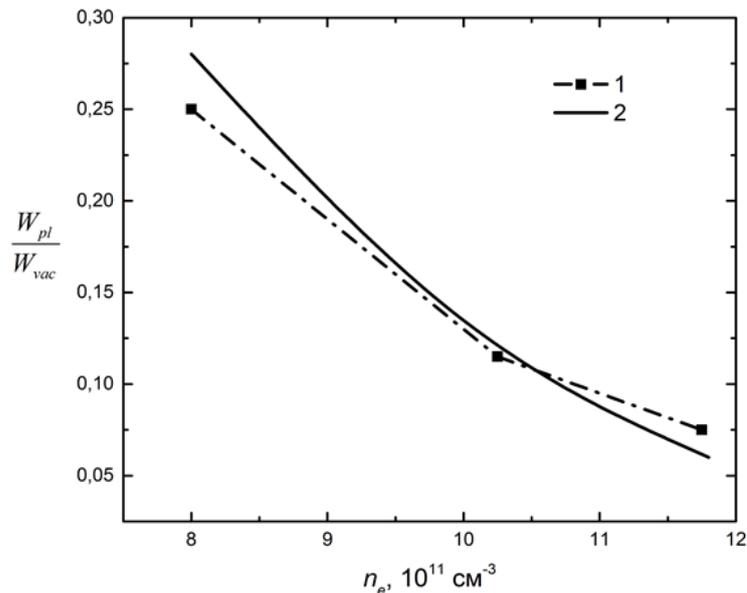


Рисунок 3.19. Зависимость отношения энергии поверхностной волны внутри и вне плазмы W_{pl}/W_{vac} от величины средней по сечению плотности плазмы. Точки (1) соответствуют экспериментальным результатам; сплошной линией (2) обозначен результат численного моделирования.

Результаты симуляции проиллюстрированы на рисунке 3.20, где изображены распределения электрического поля стоячей ПЭВ в сечениях, соответствующих максимумам E_r (а) и E_z (б). Видно, что распределения имеют вид, характерный для дипольной моды ПЭВ.

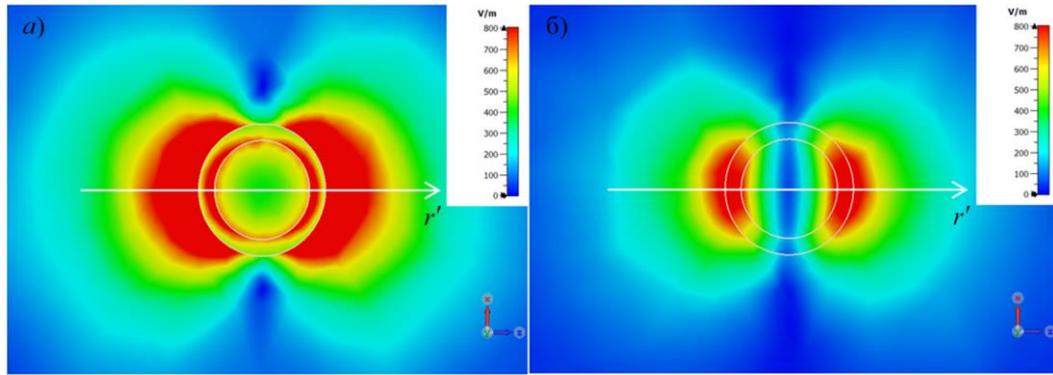


Рисунок 3.20. Распределения интенсивности электромагнитного поля стоячей ПЭВ в поперечных сечениях разряда (результат моделирования в CST Microwave Studio), соответствующих; а – максимуму E_r ; б – максимуму E_z .

Расчетные распределения электрического поля по радиусу r' (направление r' указано на рисунке 3.20), соответствующие максимумам E_z и E_r , приведены на рисунке 3.21, который демонстрирует характер распределения поля поверхностной волны в плазме и вне плазмы.

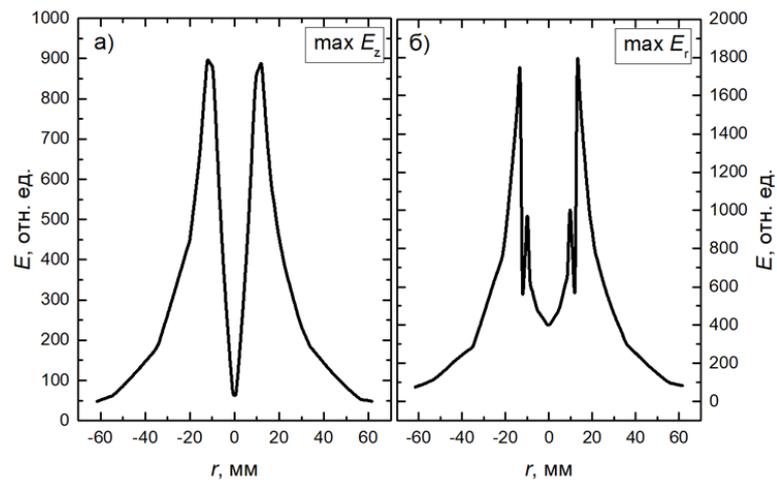


Рисунок 3.21. Радиальные распределения напряженности электрического поля ПЭВ, полученные в результате моделирования в программе CST Microwave Studio, где а) соответствует максимуму E_z , а б) – максимуму E_r .

Спад компонент поля E_r и E_z вне плазмы в радиальном направлении близок к экспериментальным распределениям (рисунок 3.17). Численная модель позволяет произвести количественное сравнение компонент E_r и E_z , что затруднительно в эксперименте. Из результатов моделирования получено, что вне плазмы отношение величин полей $E_r/E_z \approx 2$, внутри плазмы $E_r/E_z = 1.26$. Данный результат свидетельствует о примерно равном вкладе электрических компонент E_r

и E_z ПЭВ в поддержание разряда, что объясняет отсутствие модуляции плотности плазмы в эксперименте. Следует также учитывать, что диффузионное расплывание приводит к сглаживанию профиля плотности плазмы.

3.3.2. Сравнение структуры электрического поля дипольной и аксиально-симметричной моды ПЭВ

Продольные распределения интегрированного по сечению плазменного столба электрического поля стоячей ПЭВ представлены на рисунке 3.22. Данные распределения являются результатом симуляции в CST Microwave Studio.

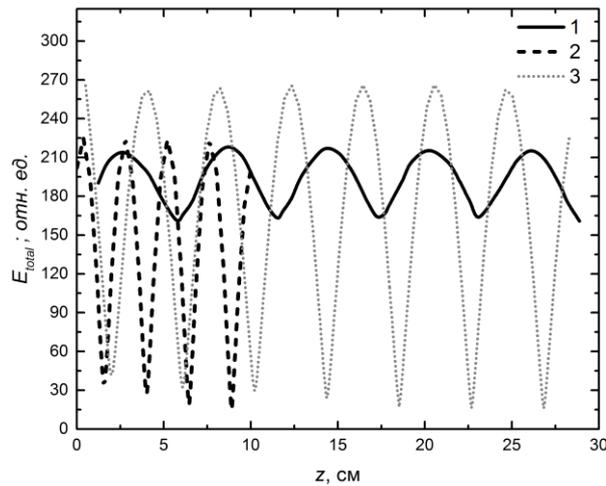


Рисунок 3.22. Продольное распределение электрического поля поверхностной волны, интегрированного по сечению плазменного столба. Распределения построены по расчету численной модели. Кривая (1) соответствует $m = 1$ моде (эксперимент, $p = 0.1$ Торр); (2) $m = 0$ моде, возбужденной в произвольных условиях; (3) $m = 0$ моде (эксперимент, $p = 0.25$ Торр).

Для сравнения на рисунке приведены распределения поля, соответствующие экспериментальным условиям (кривые 1 и 3) и произвольным условиям (кривая 2). В случае дипольной моды, проникающее внутрь плазмы суммарное поле стоячей поверхностной волны не претерпевает значительных изменений по длине столба. Данный результат свидетельствует о примерно равном вкладе электрических компонент E_r и E_z ПЭВ в поддержание разряда, что объясняет отсутствие модуляции плотности плазмы в эксперименте. При возбуждении стоячей ПЭВ аксиально-симметричной моды вклад продольной электрической компоненты E_z в плазму значительно превышает вклад радиальной компоненты E_r .

ПЭВ, что может приводить к модуляции плотности плазмы, степень которой зависит от диффузии и растет с ростом давления.

Выводы по главе 3

Исследованы режимы поддержания разряда поверхностной волной дипольной и аксиально-симметричной моды. Определена структура электрического поля свободного разряда и разряда, поддерживаемого полем стоячей поверхностной волны. Возбуждение стоячей волны позволило независимо исследовать продольную и поперечную компоненты вектора напряженности электрического поля ПЭВ. Был экспериментально подтвержден факт, что данные компоненты поля сдвинуты по фазе на $\pi/2$ друг относительно друга. Эксперимент и численное моделирование показали, что структура разряда зависит от возбуждаемой моды стоячей ПЭВ. В результате численного моделирования показано, что при возбуждении стоячей ПЭВ $m = 1$ моды компоненты E_r и E_z вносят примерно равный вклад в поддержание разряда, вследствие чего в эксперименте не было зарегистрировано заметной модуляции плотности плазмы. При возбуждении стоячей волны $m = 0$ моды вклад E_z в плазму значительно превышает E_r , что приводит к модуляции плотности плазмы. Возбуждение стоячей волны $m = 0$ моды на плазменном столбе приводит к формированию локальных минимумов и максимумов плотности плазмы на всей его длине, период которых равен половине длины поверхностной волны. Показана возможность создания плазменного столба с модуляцией $n_{\text{emax}}/n_{\text{emin}} \approx 5$ и длиной около 10 длин волн. Время формирования модулированной структуры близко к характерному времени диффузии, а степень модуляции растет с ростом давления. Таким образом, возбуждение стоячей ПЭВ, поддерживающей плазменный столб, дает возможность создавать структуры с различными продольными профилями плотности, как сильно модулированными, так и близкими к однородному. С ростом концентрации электронов доля энергии ПЭВ в плазме падает, а радиальный профиль плотности становится сильно неоднородным с провалом в центре трубки.

Глава 4. Особенности распространения СВЧ разряда низкого давления в диэлектрической трубке, поддерживаемого ПЭВ

Исследовано распространение разряда, поддерживаемого ПЭВ дипольной моды в кварцевой трубке наполненной воздухом. Проведены исследования динамических характеристик разряда и выявлены оптимальные условия распространения. Характерной особенностью разрядов, создаваемых поверхностными электромагнитными волнами (ПЭВ) в радиопрозрачных трубках, наполненных газом, является то, что ионизационный фронт распространяется от источника СВЧ излучения [3а], в то время как объемные разряды в неограниченном пространстве распространяются от места пробоя навстречу источнику. Объемные волны распространяются только в плазме с концентрацией n_e меньше критической $n_c = \omega^2 (m_e / 4\pi e^2)$ (m_e — масса электрона, ω — угловая частота СВЧ излучения), тогда как ПЭВ распространяются по ограниченной стенками трубки плазме, концентрация которой может многократно превышать пороговое значение концентрации $n_e = 2n_c$ для возбуждения ПЭВ [1, 2].

4.1. Распространение СВЧ разряда низкого давления, поддерживаемого поверхностной волной

Распространение СВЧ разряда на поверхностной волне в газоразрядной трубке можно представить как распространяющийся по газу фронт ионизации, за которым остается плазменный столб, поддерживаемый поверхностной волной. Энергия к фронту подводится по плазменному столбу. Скорость фронта уменьшается с расстоянием при распространении от источника излучения из-за потерь СВЧ мощности на поддержание концентрации электронов в плазменном столбе и стремится к нулю при приближении к порогу поддержания разряда на фронте, в результате установления баланса ионизации и потерь [3а].

В данном параграфе приведены исследования процесса распространения ионизационного фронта СВЧ разряда, поддерживаемого ПЭВ $m = 1$ моды, в кварцевой трубке наполненной воздухом. Исследование проводилось в диапазоне

давлений от 0.02 до 2 Торр, в котором частота столкновений электронов с нейтралами $\nu_m = 5 \times 10^9 p \text{ с}^{-1}$ [94], меньше чем угловая частота поля $\nu_m < \omega$. Используются те же экспериментальные условия, что и при возбуждении ПЭВ дипольной моды в третьей главе.

Скорость распространения разряда определяется частотой ионизации и может быть выражена, как:

$$v_f = \tilde{\nu}_i \Delta_f, \quad (4.1)$$

где Δ_f – характерный размер фронта, $\tilde{\nu}_i = \nu_i - \nu_{loss}$ – постоянная лавины, а ν_i и ν_{loss} – частота ионизации и частота электронных потерь, соответственно.

Характерный размер фронта определяется следующим выражением:

$$\Delta_f = n^{-1}(z_0) \int_{\Delta} n(z) dz, \text{ где } n(z_0) \text{ – плотность плазмы перед фронтом. Скорость}$$

фронта падает вдоль трубки вплоть до перехода разряда в стационарный режим.

При этом для существования разряда должно выполняться условие $\tilde{\nu}_i \geq 0$. На

рисунке 4.1 приведены экспериментальные распределения скорости фронта вдоль трубки.

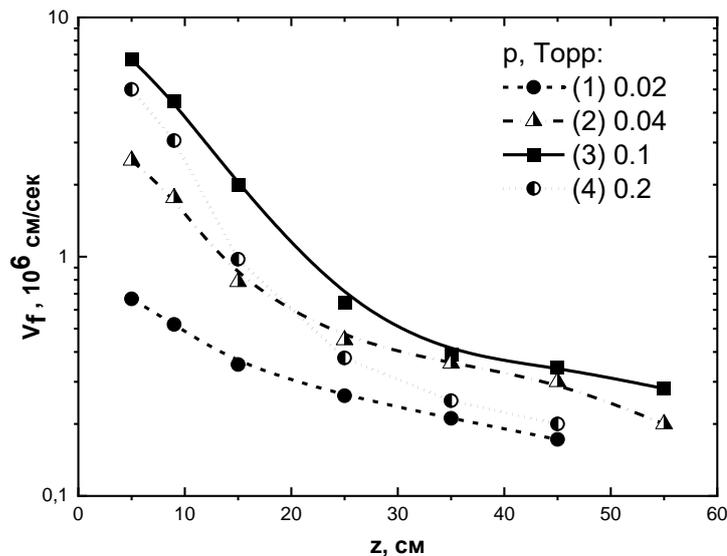


Рисунок 4.1. Экспериментальные распределения скорости ионизационного фронта вдоль трубки $V_f(z)$ при различных значениях давления p . 1 – 0.02 Торр; 2 – 0.04 Торр; 3 – 0.1 Торр; 4 – 0.2 Торр.

Измеренные при разном давлении распределения имеют схожий характер – скорость максимальна у аппликатора и спадает вдоль трубки по закону, близкому к экспоненциальному. На рисунке 4.2 а построена зависимость скорости фронта от давления при фиксированном расстоянии $z = 5$ см от аппликатора. Максимальная скорость разряда достигается при давлении $0.1 \div 0.15$ Торр, соответствующему минимуму электронных потерь.

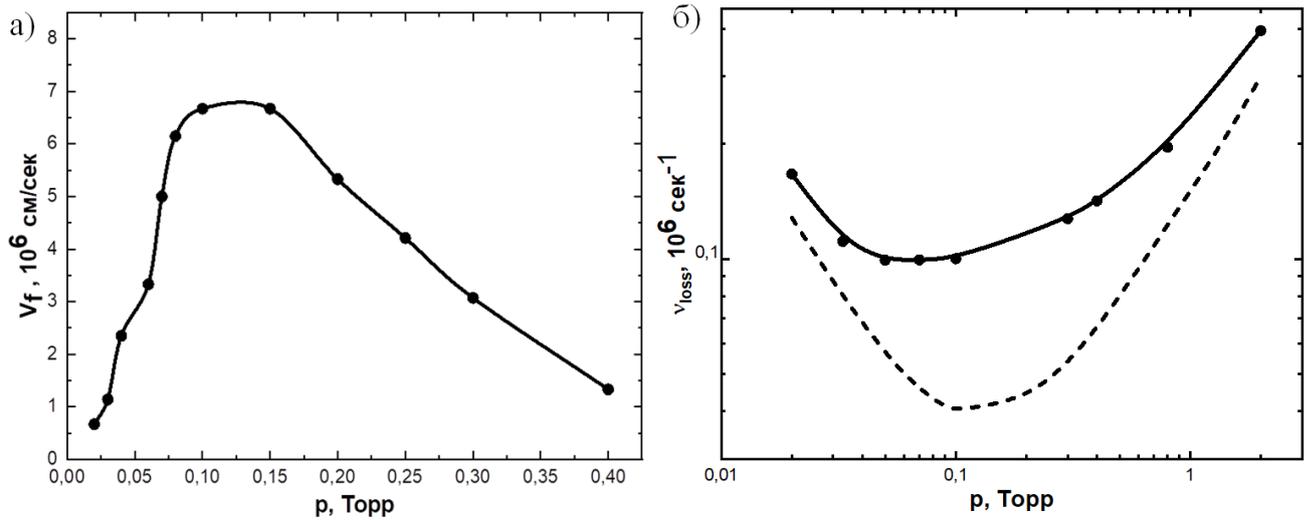


Рисунок 4.2. Зависимости скорости ионизационного фронта V_f (а) и частоты электронных потерь ν_{loss} (б) от давления p . Точки – экспериментальные данные; Пунктирная кривая – расчетная зависимость.

Теоретическая и экспериментальная зависимости частоты потерь электронов от давления представлены на рисунке 4.2 б. Частота потерь в воздухе ν_{loss} складывается преимущественно из частоты диффузионных потерь ν_d и частоты прилипания ν_a электронов к молекулам. Экспериментальная зависимость получена путем измерения времени распада плазмы $\nu_{loss} = \tau^{-1}$, т.е. по изменению концентрации плазмы в e раз, причем длительность распада постоянна по длине столба. Расчетная зависимость построена с использованием следующего выражения для электронных потерь в воздухе [3а, 95]:

$$\nu_{loss} = \nu_d + \nu_a = \frac{v_s}{3\Lambda^2 N_m \sigma_{im}} + 4 \cdot 10^{-12} N_m, \quad (4.2)$$

здесь v_s – скорость ионного звука, Λ – характерная диффузионная длина, σ_{im} – сечение перезарядки ионов $N_m \sim p$ – концентрация молекул. Следует отметить, что измеренные потери превышают потери, оцененные по литературным данным. На рисунке 4.3 приведена измеренная зависимость длины установившегося разряда от давления.

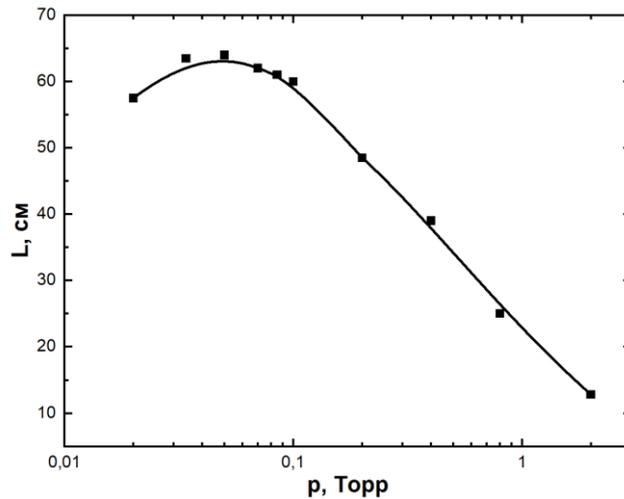


Рисунок 4.3. Экспериментальная зависимость длины стационарного плазменного столба L от давления p .

Аналогично ведет себя зависимость скорости фронта от давления: максимум длины разряда, как и максимум скорости его распространения, соответствует минимуму электронных потерь.

На рисунке 4.4 построены экспериментальные распределения скорости фронта $V_f(z)$ и постоянной лавины $v_i(z) - v_{loss}$ по длине трубки при давлении 0.1 Торр и 0.3 Торр. Распределение $v_i(z) - v_{loss}$ (кривая 3) получено с помощью метода проходящих волн. Для минимизации влияния металлического аппликатора, данное измерение проводилось, начиная с $z = 15$ см от стенки волновода. Из соотношения (4.1) по измеренным распределениям скорости фронта (кривые 1 и 4) и постоянной лавины (кривые 2, 3 и 5) можно оценить характерный размер фронта и его изменение вдоль столба. Из приведенных распределений видно, что размер фронта как при давлении 0.1 Торр, так и при 0.3 Торр составляет $\Delta_f \approx 2$ см, что близко к диаметру разрядной трубки. Размер

фронта практически не изменяется с расстоянием z до аппликатора. Аналогичные измерения, проведенные при давлениях 0.05, 0.4 и 0.8 Торр также показали отсутствие зависимости размера фронта от давления (вставка на рисунке 4.4).

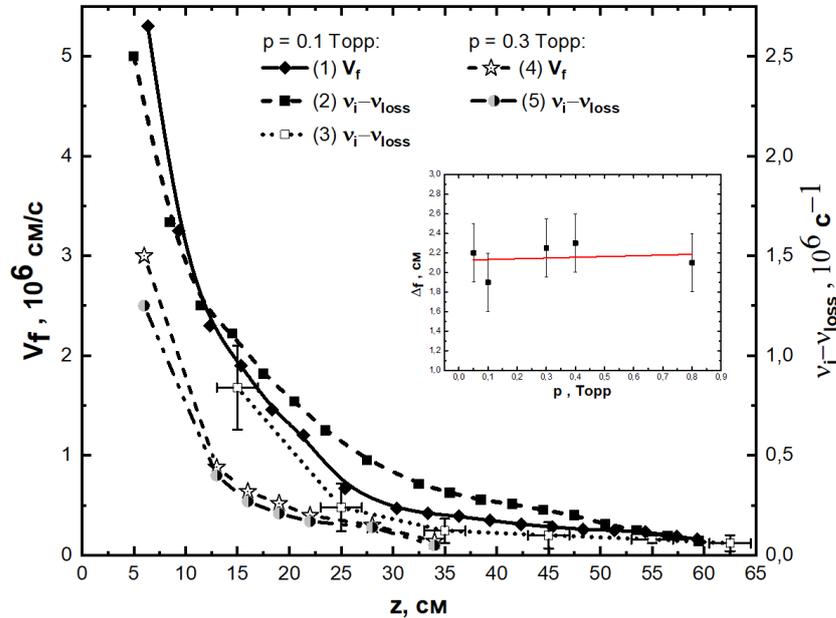


Рисунок 4.4. Распределения постоянной лавины $v_i(z) - v_{loss}$ и скорости ионизационного фронта $V_f(z)$ вдоль разрядной трубки. Распределения 2 и 5 измерены по нарастанию светового сигнала фотодетектора, 3 – с помощью метода проходящих волн. На вставке приведена зависимость характерного размера фронта Δ_f от давления в трубке p .

С помощью скоростной камеры сделан снимок распространяющегося разряда (рисунок 4.5) при $p = 0.1$ Торр на заключительной стадии распространения ($z = 50$ см), качественно иллюстрирующий распределение плазмы на фронте. В области фронта разряд оторван от стенки, и концентрация сильно неоднородна как в продольном, так и в поперечном направлении с максимумом на оси трубки.



Рисунок 4.5. Фото распространяющегося разряда ($p = 0.1$ Торр). Расстояние между метками 1 см; расстояние от фронта разряда до аппликатора $z_1 \approx 50$ см.

Как известно, для частоты ионизации в воздухе справедлива степенная аппроксимация [33]:

$$v_i = v_{loss} (E^2 / E_b^2)^{2.5}, \quad (4.3)$$

где величина пробойного поля E_b может быть определена из условия существования разряда с использованием формулы:

$$E_b = \left[\frac{4m_e (\omega^2 + v_m^2) I v_{loss}}{e^2 v_m} \right]^{1/2} \quad (4.4)$$

Здесь $I = 40 \div 50$ эВ – суммарная энергия, поглощаемая электроном при ионизации молекулы воздуха. При давлении 0.1 Торр $E_b = 55$ В/см. Аппроксимация (4.3) позволяет по измеренным значениям v_i и v_{loss} построить распределение электрического поля E^2 вдоль трубки (рисунок 4.6, кривая 2).

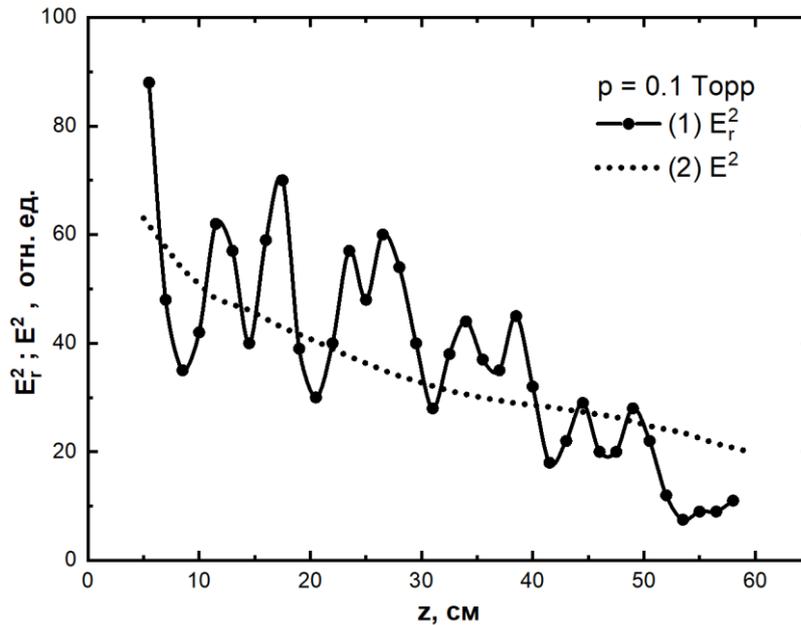


Рисунок 4.6. Измеренное продольное распределение квадрата радиальной компоненты электрического поля $E_r^2(z)$; 2 – Рассчитанное по степенной аппроксимации распределение поля $E^2(z)$.

Как следует из экспериментальных данных (рисунок 4.4), на начальной стадии разряда частота ионизации $v_i \approx 2.5 \cdot 10^6$ с⁻¹, что позволяет определить поле

по (4.4) $E = 110$ В/см. Соответственно, требуемая для такой ионизации мощность составляет $P = \pi R^2 E^2 / 19^2 \approx 125$ Вт. Что сравнимо со средней мощностью для поддержания стационарного разряда длиной $l = 60$ см: $\bar{P} = \pi R^2 \bar{n}_e I v_{loss} \approx 140$ Вт. Измеренное распределение квадрата радиальной компоненты $E_r^2(z)$ стационарного столба (рисунок 4.6, кривая 1) хорошо согласуется с распределением, рассчитанным по (4.4). Измерения профиля плотности плазменного столба приведены в параграфе 3.3, где был в схожих условиях ($p = 0.1$ Торр) исследован стационарный режим.

На рисунке 4.7 приведена осциллограмма сигналов интенсивности света $I(t)$ и напряженности поля $E_r^2(t)$ в фиксированной точке $z = 20$ см от аппликатора.

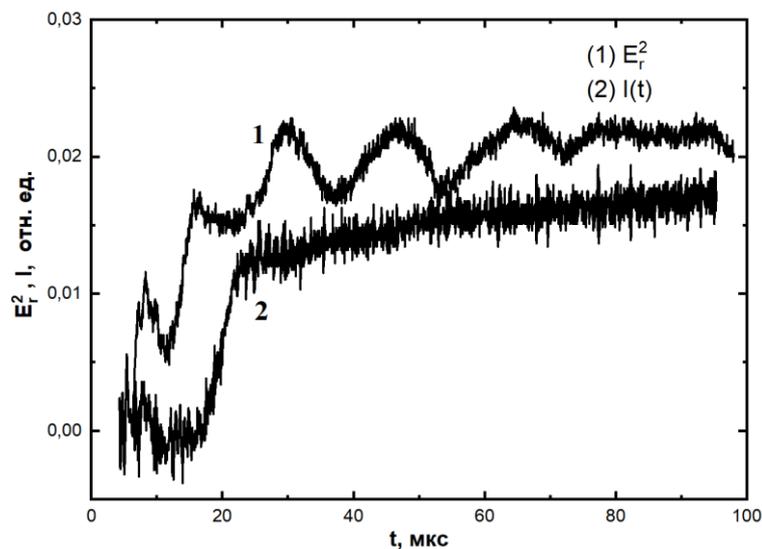


Рисунок 4.7. Осциллограммы сигнала СВЧ зонда $E_r^2(t)$ (1) и сигнала фотодетектора $I(t)$; $p = 0.1$ Торр. СВЧ зонд и фотодетектор находятся в координате $z = 20$ см.

Регистрация электрического поля до появления плазменного сигнала на фотодетекторе ($t \approx 20$ мкс) обусловлена излучением плазменного столба, выступающего в роли антенны нарастающей длины с периодически изменяющимся сопротивлением [67], что приводит к сложному характеру сигнала зонда. После прохождения столбом точки z зонд регистрирует появление радиальной компоненты поля ПЭВ. Часть мощности ПЭВ, распространяющейся по плазменному столбу, отражается от движущегося фронта назад в сторону

источника, образуя стоячую волну. Изменение временного периода модуляции поля связано с падением скорости фронта при удалении от источника. Используя измеренные значения длины ПЭВ в стационарном режиме и период модуляции, можно получить оценку скорости движения ионизационного фронта.

4.2. Неустойчивый режим распространения разряда, поддерживаемого ПЭВ

Как уже было отмечено, разряд на поверхностной волне может быть представлен состоящим из двух частей: распространяющегося фронта ионизации и остающегося за ним стационарного столба [96]. Когда подводимая к фронту энергия поверхностной волны приближается к порогу поддержания разряда, устанавливается баланс ионизации и потерь $v_i(z) - v_{loss} = 0$. На больших расстояниях от источника (рисунок 4.1 (3) при $z > 40$) наблюдается резкое замедление фронта разряда и, таким образом, отклонение от экспоненциального характера распространения. Вследствие затухания ПЭВ амплитуда СВЧ поля становится меньше пороговой, требуемой для быстрого пробоя газа на фронте разряда. Механизм медленного распространения разряда связывается с амбиполярной диффузией заряженных частиц [27].

В большинстве работ, посвященных СВЧ разрядам низкого давления, поддерживаемых ПЭВ, рассматриваются либо короткие импульсы длительностью до 1 мс, либо полностью установившиеся стационарные разряды. Часто распространение разряда ограничено длиной разрядной трубки, т.е. в установившемся режиме плазменный столб занимает весь ее объем. Поэтому в настоящей работе распространение разряда исследовалось в режиме длинных импульсов (50 мс) и не ограничивалось длиной трубки.

Экспериментально обнаружен неустойчивый режим распространения разряда на заключительной стадии распространения, т.е. при приближении постоянной лавины \tilde{v}_i к нулю. Такой режим имеет стохастический характер, выражающийся в частичных распадах, скачках и остановках фронта. Пример такого распространения приведен на рисунке 4.8, демонстрирующем эволюцию разряда.

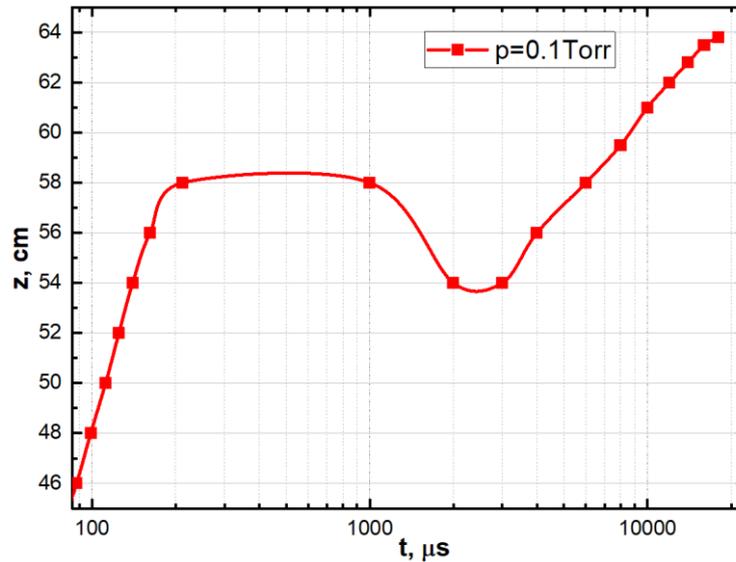


Рисунок 4.8. Пространственно-временная эволюция разряда, поддерживаемого ПЭВ при давлении $p = 0.1$ Торр. Изображен характер распространения разряда на заключительной стадии.

Видно, что после остановки разряд частично распадается, после чего возобновляет движение с редуцированной скоростью. Наиболее ярко этот эффект выражен при давлении $p = 0.1$ Торр, что соответствует минимуму электронных потерь в разряде. Отраженная от конца столба волна интерферирует с падающей волной, образуя модуляцию поля, вызывающую неустойчивое распространение разряда. При давлении $p = 0.1$ Торр данный эффект был промоделирован с помощью металлического зеркала, помещенного в конец столба ($z \approx 50$ см): область неустойчивости перемещалась вместе с перемещением зеркала. Также при перемещении зеркала разряд мог прекращать распространение как за 5-6 см до зеркала (что близко к $\lambda/2$), так и достигая зеркала без распадов и скачков фронта. Наиболее чисто эти эффекты проявляются при оптимальных условиях возбуждения разряда, когда длина плазменного столба значительно превышает длину волны. Они наблюдались как в воздухе, так и в аргоне и, вероятно, не зависят от рода газа. Приведенные выше экспериментальные факты позволяют сделать вывод о том, что такое неустойчивое распространение связано с возмущением поля поверхностной волны в прифронтной области разряда и излучением плазменного столба на пути распространения фронта разряда.

4.3. Распространение разряда, поддерживаемого ПЭВ в поле стоячей волны

Установка системы из двух рефлекторов на пути разряда позволяет жестко задать структуру поля, создаваемого излучением разряда, и позволяет контролировать распространение разряда. Плазменный столб играет роль плазменной антенны, излучающей в пространство объемное излучение. Отражение этого излучения от проводящих зеркал приводит к формированию стоячей структуры, определяющей дальнейший характер распространения разряда и его свойства. Для формирования структуры поля была создана система, подобная открытому резонатору ПЭВ (параграф 2.1.3.), состоящая из двух плоских медных зеркал 31 и 32 радиусом 15 см, через центр которых проходит разрядная трубка (рисунок 4.9). Система зеркал находится на некотором расстоянии от аппликатора, которое подбирается экспериментально.

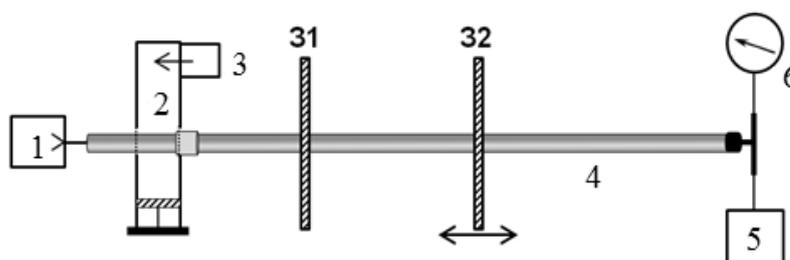


Рисунок 4.9. Экспериментальная установка: (1) форвакуумный насос, (2) волноводный аппликатор, (3) магнетрон, (4) кварцевая трубка, (5) натекатель, (6) вакуумметр.

Зеркало 1 не касается стенок трубки: сантиметровый зазор ($d = 3$ мм) между ними заполнен прозрачным для СВЧ фторопластом.

Накачка энергии производилась через отверстие связи в первом зеркале – плазменный столб проникает в пространство между зеркалами, являясь элементом связи и возбуждая там поле стоячей волны. Интерференция объемного поля с полем в прифронтной области разряда приводит к образованию локального минимума поля, где нарушается условие для существования ПЭВ: $n_{\min} = (1 + \varepsilon_d)n_c \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В области узла поля стоячей волны скорость разряда падает практически до нуля. Распределение концентрации на границе столба в

момент остановки имеет диффузионный характер и спадает от области с критической концентрацией для поверхностной волны n_{\min} с характерным масштабом 1-2 см (рисунок 4.10 а).

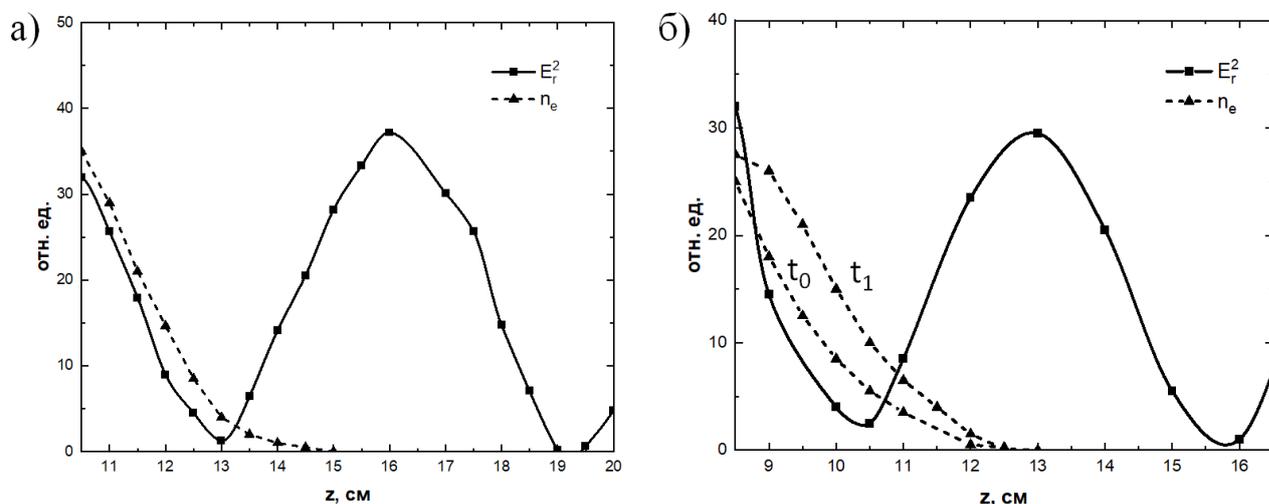


Рисунок 4.10. Распределения компоненты $E_r^2(z)$ электрического поля (сплошные кривые) и средней по сечению плотности плазмы $n_e(z)$ (пунктирная кривая). Постоянная лавины $v_i - v_{loss} = 0$ (а) и $v_i - v_{loss} > 0$ (б). Момент времени $t_0 = 0$ мкс, $t_1 = 100$ мкс.

Настройка распределения поля путем перемещения зеркала и изменения параметров разряда позволяет контролировать попадание диффузионного хвоста разряда в поле. При значении частоты лавины $v_i - v_{loss} = 0$ распространение прекращается (рисунок 4.10 а) и разряд переходит в стационарный режим. Рисунок 4.10 б соответствует значению постоянной лавины больше нуля: в течение достаточно продолжительного времени (30-100 мкс) хвост разряда проходит локальный минимум поля. Далее плазма с таким распределением концентрации электронов на границе разряда попадает в область нарастающего в сторону пучности объемного поля резонатора, что приводит к стремительному росту ионизации. При достижении концентрации n_{\min} поверхностная волна продолжает распространение. Такое развитие разряда продолжается до следующего узла поля, в котором он останавливается, и весь процесс повторяется. Таким образом, разряд распространяется в виде следующих один за другим плазменных фрагментов длиной $\sim \lambda_s/2$, где $\lambda_s \approx 10-11$ см – длина поверхностной

волны, до исчерпания запасов энергии или до достижения им второго зеркала. Распределение скорости фронта по длине трубки имеет немонотонный скачкообразный характер с максимумами в пучностях поля (рисунок 4.11).

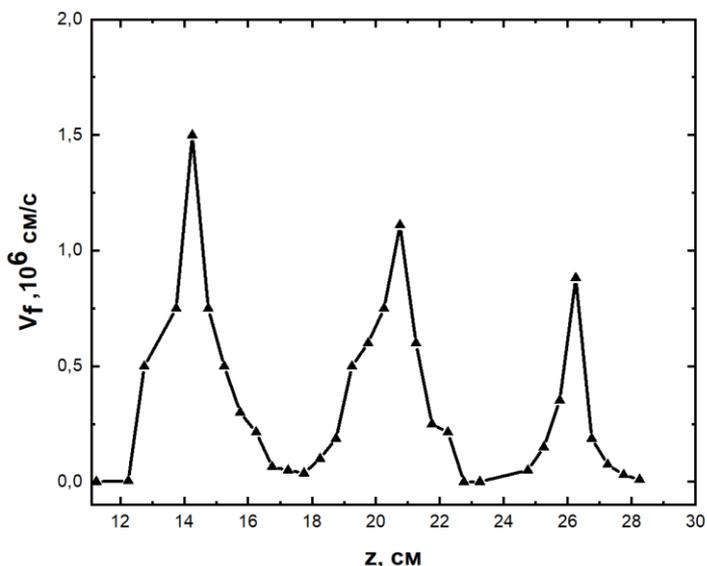


Рисунок 4.11. Распространение разряда вдоль трубки в виде следующих друг за другом плазменных фрагментов длиной $\lambda_s/2$.

Частота ионизации ν_i определялась по времени нарастания интенсивности света. Измеренные в максимумах значения ν_i лежат в пределах от 10^6 до $5 \cdot 10^5$ с⁻¹. Видно, что с образованием каждого следующего фрагмента средняя скорость падает пропорционально падению частоты ионизации, связанной со скоростью фронта ν_f соотношением $\nu_f = \nu_i \Delta_f$, где характерная ширина фронта Δ_f постоянна вдоль трубки и равна $\approx 1,5$ см. На заключительной стадии распространения разряда происходит формирование стационарного плазменного столба. Фотография такого столба, состоящего из 4 фрагментов, представлена на рисунке 4.12.



Рисунок 4.12. Фото стационарного разряда, достигшего второго зеркала.

Путем подстройки резонатора была показана возможность формирования от 1 до 6 плазменных фрагментов. Состояния, соответствующие максимальной и минимальной длине столба реализуются через $\lambda_0/2$ (рисунок 4.13). При достижении разрядом 32 излучение с конца прекращается и доля поверхностной волны становится значительно больше объемного излучения.

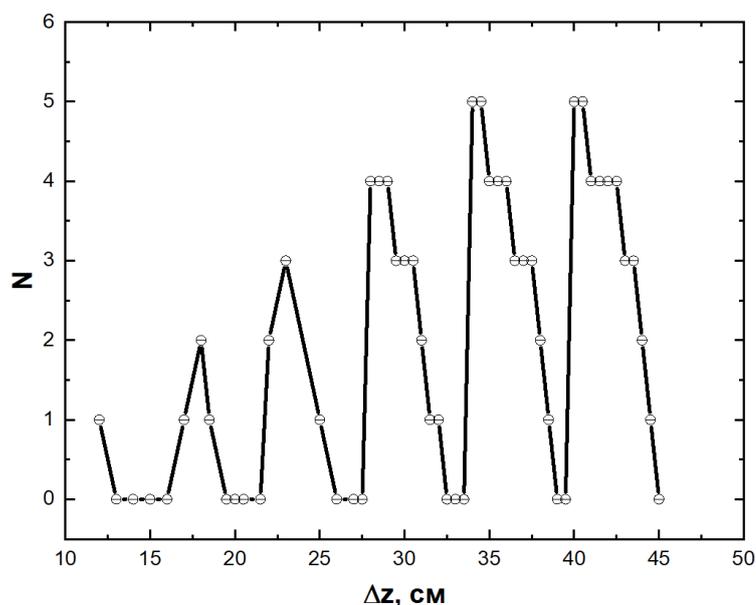


Рисунок 4.13. Зависимость числа образующихся плазменных фрагментов от расстояния Δz между отражателями.

На рисунке 4.14 приведены измеренные вдоль стационарного плазменного столба распределения интегральной светимости плазмы (кривая 1) и радиальной компоненты электрического поля ПЭВ $E_r^2(z)$ (кривая 2). Плазменный столб был сформирован 4 плазменными фрагментами, при этом длина столба была меньше расстояния между зеркалами. Вследствие частичного отражения ПЭВ от конца столба, вдоль столба образуется частично стоячее распределение поля ПЭВ. Длина стоячей ПЭВ λ_s изменяется по столбу от 11 до 10 см, в то время как длина волны в свободном пространстве $\lambda_0 = 12.1$ см. В соответствии с дисперсионным соотношением, такое изменение λ_s соответствует изменению n_e от $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ до $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Модуляция компоненты E_r поля ПЭВ совпадает с модуляцией светимости плазмы, пропорциональной изменению плотности. При этом, исходя

из условия существования ПЭВ, даже в узлах поля концентрация электронов не падает ниже n_{\min} .

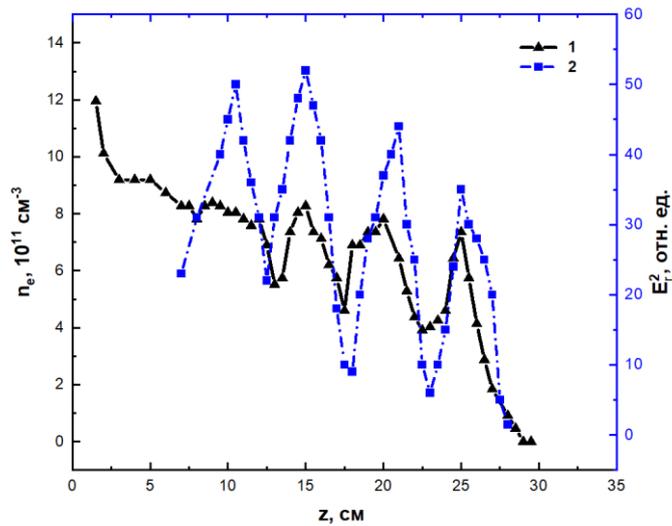


Рисунок 4.14. Распределения компоненты E_r^2 электрического поля ПЭВ (2) и средней по сечению плотности плазмы (1) вдоль плазменного столба.

На рисунке 4.15 представлены радиальные распределения радиальной E_r^2 и продольной E_z^2 компонент электрического поля.

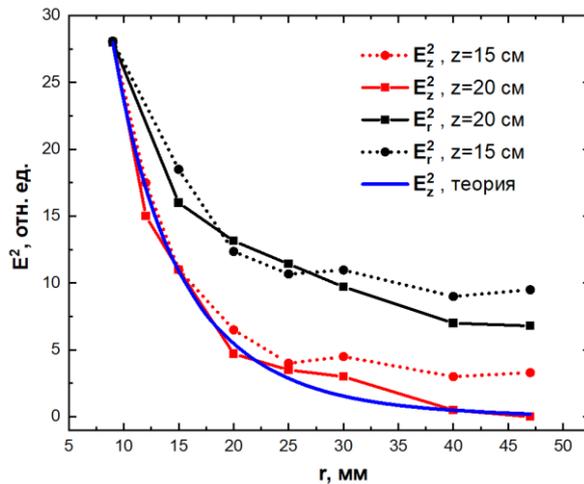


Рисунок 4.15. Радиальные распределения компонент E_r^2 и E_z^2 поля ПЭВ.

Наличие продольной компоненты, параллельной направлению распространения волны характерно только для поверхностных волн. Измеренные распределение $E_z^2(r)$ демонстрируют экспоненциальный спад на 5 см, что хорошо согласуется с теоретическим распределением. Распределения поперечной компоненты $E_r^2(r)$

являются суммой ПЭВ и объемной волны. Сначала, от 0 до 3 см превалирует поле ПЭВ и характер спада качественно совпадает с продольной компонентой. На расстояниях более 3 см от трубки превалирует объемное поле резонатора.

Выводы по главе 4

Показано, что скорость распространения ионизационного фронта СВЧ-разряда низкого давления, поддерживаемого ПЭВ, определяется произведением его характерного размера Δ_f и частоты ионизации и спадает от аппликатора вдоль трубки по закону, близкому к экспоненциальному. Причем Δ_f не зависит от давления в трубке и расстояния до источника (аппликатора).

На заключительной стадии распространения, т.е. при приближении постоянной лавины \tilde{V}_i к нулю, обнаружен неустойчивый режим распространения разряда низкого давления, поддерживаемого ПЭВ, характеризующийся частичными распадами, скачками и остановками фронта. Наиболее чисто эти эффекты проявляются при оптимальных условиях возбуждения разряда, когда длина плазменного столба значительно превышает длину волны. Они наблюдались как в воздухе, так и в аргоне и, вероятно, не зависят от рода газа. Возникновение таких неустойчивостей связано с электродинамикой – возмущением поля поверхностной волны в прифронтной области разряда и излучением плазменного столба на пути распространения фронта разряда.

Показано, что установка системы из двух рефлекторов на пути разряда позволяет жестко задать структуру поля и контролировать характер распространения разряда. Установка системы из двух рефлекторов на пути разряда позволяет жестко задать структуру поля, создаваемого излучением разряда, и контролировать распространение разряда. Это приводит к распространению разряда между зеркалами в виде следующих друг за другом плазменных фрагментов длиной $\lambda_s/2$ (где λ_s – длина поверхностной волны). Скорость распространения разряда между зеркалами изменяется по затухающей синусоиде до исчерпания запасов энергии или по достижении им второго зеркала.

Заключение

Проведенные исследования позволили определить свойства СВЧ газового разряда низкого давления, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной в диэлектрической трубке. В рамках выполненных исследований были получены следующие **основные результаты**.

1. В результате исследования показано, что скорость распространения ионизационного фронта СВЧ-разряда низкого давления, поддерживаемого ПЭВ, определяется произведением его характерного размера Δ_f и частоты ионизации. Причем Δ_f не зависит от давления в трубке и расстояния до источника (аппликатора).
2. Экспериментально обнаружено, что при приближении к балансу ионизации и потерь на заключительной стадии распространения СВЧ-разряда низкого давления, поддерживаемого ПЭВ, реализуется неустойчивый режим распространения, характеризующийся частичными распадами, скачками и остановками фронта. Показано, что развитие неустойчивостей связано с возмущением поля поверхностной волны в прифронтной области разряда и излучением плазменного столба в объем перед собой.
3. Показано, что установка системы из двух рефлекторов на пути распространяющегося разряда, поддерживаемого ПЭВ, позволяет жестко задать структуру поля, создаваемого излучением разряда, и контролировать его распространение. Это приводит к распространению разряда между рефлекторами в виде следующих друг за другом плазменных фрагментов длиной $\lambda_s/2$ (где λ_s – длина поверхностной волны). Скорость распространения разряда между рефлекторами изменяется по затухающей синусоиде до исчерпания запасов энергии или по достижении им второго зеркала.
4. В результате эксперимента и численного моделирования показано, что при возбуждении стоячей ПЭВ $m = 1$ моды радиальная и продольная компоненты электрического поля ПЭВ E_r и E_z вносят примерно равный вклад в поддержание разряда, вследствие чего в эксперименте не было

зарегистрировано заметной модуляции плотности плазмы. При возбуждении стоячей волны $m = 0$ моды вклад продольной электрической компоненты E_z в плазму на порядок превышает вклад радиальной компоненты E_r , что приводит к модуляции плотности плазмы, совпадающей по фазе с модуляцией E_z .

5. Экспериментально установлено, что время выхода на стационар модулированного плазменного столба, поддерживаемого стоячей ПЭВ $m = 0$ моды, близко к характерному времени диффузии. Степень модуляции плотности плазмы возрастает с давлением и определяется процессом диффузии. Продемонстрирована возможность формирования стационарного плазменного столба длиной $L \gg \lambda_s$, поддерживаемого ПЭВ $m = 0$ моды с высокой степенью модуляции плазмы $n_{\text{emax}}/n_{\text{emin}} = 5$.

Список литературы

Публикации автора по теме диссертации

Список публикаций в журналах из перечня ВАК:

Список публикаций автора по теме диссертации

- 1а. Гусейн-заде Н.Г., **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М., Сергейчев К.Ф. Резонанс поверхностной волны Зоммерфельда в открытом резонаторе// Инженерная физика. 2017. № 12. С. 56-61.
- 2а. **Zhukov V.I.**, Karfidov D.M., Sergeichev K.F. Propagation of microwave surface-wave-sustained discharge in air// Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1383. p. 012021. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012021>.
- 3а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М., Сергейчев К.Ф. Распространение СВЧ-разряда, поддерживаемого поверхностной волной в кварцевой трубке в воздухе низкого давления// Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 8. С. 1-9. DOI: <https://doi.org/10.31857/S0367292120080120>.
- 3а. **Zhukov V.I.**, Karfidov D.M. Development of the microwave surface wave sustained low-pressure discharge in standing wave field// Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 2055. p. 12007. DOI: <https://doi.org/10.34854/ICRAF.2021.48.1.129>.
- 5а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М. СВЧ газовый разряд низкого давления, поддерживаемый полем стоячей поверхностной волны дипольной моды// Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 3. С. 260-269. DOI: <https://doi.org/10.31857/S0367292122600820>.

Публикации в сборниках трудов и тезисов конференций

- 6а. Сергейчев К.Ф., Карфидов Д.М., **Жуков В.И.**, Гусейн-заде Н.Г. Возбуждение поверхностной волны на положительном столбе газового разряда// Тезисы XLV Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. — Москва, 2018. С. 236.
- 7а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М., Сергейчев К.Ф. Распространение СВЧ импульсного разряда, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной // Тезисы XLVI Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. — Москва, 2019.
- 8а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М. Самоподдерживающийся СВЧ-разряд на поверхностной волне в воздухе // Сборник научных статей IV международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем», Москва, 2019. с 172-174.
- 9а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М., Сергейчев К.Ф. Структура СВЧ разряда низкого давления, поддерживаемого поверхностной волной // Тезисы XLVII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. — Москва, 2020.

- 10а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М. Развитие самосогласованного СВЧ разряда низкого давления на поверхностной волне в поле открытого резонатора // Тезисы XLVIII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. — Москва, 2021.
- 11а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М. Формирование СВЧ разряда низкого давления, поддерживаемого поверхностной волной в заданном поле // Тезисы VII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛАПЛАЗ-2021. — Москва, 2021.
- 12а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М. Возбуждение дипольной и аксиально-симметричной моды СВЧ стоячей поверхностной электромагнитной волны в газовом разряде низкого давления при различных параметрах плазмы // Тезисы XLIX Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. — Москва, 2022.
- 13а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М. СВЧ разряд низкого давления, поддерживаемый стоячей поверхностной электромагнитной волной // Сборник научных трудов V Международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем» Радиоинфоком-2021. Москва. 15-19 ноября 2021.
- 14а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М. Распределение плазмы в столбе СВЧ разряда, поддерживаемого стоячей поверхностной волной // Сборник тезисов L Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, г. Москва, 20–24 марта 2023г. с. 182.
- 15а. **Zhukov V.I.**, Karfidov D.M. Structure of low pressure microwave discharge sustained by a surface wave // 19th International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation. Moscow, April 10-13, 2023. p 104.
- 16а. **Жуков В.И.**, Карфидов Д.М. Профиль плотности плазмы в СВЧ разряде низкого давления, поддерживаемом полем поверхностной волны // Сборник научных трудов IX международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛАПЛАЗ-2023, 28-31 марта, 2023 г. с. 161.

Используемые публикации

1. Sommerfeld A. Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes // Annalen der Physik und Chemie. – 1899. – V. 303. – No. 2. – P. 233–290.
2. Polo J.A., Lakhtakia A. Surface electromagnetic waves: A review // Laser & Photonics Reviews. – 2011. – V. 5. – No. 2. – P. 234–246.
3. Moisan M. et al. Properties and applications of surface wave produced plasmas // Revue de Physique Appliquée. – 1982. – V. 17. – No. 11. – P. 707–727.

4. Benova E. et al. Characteristics of 2.45 GHz Surface-Wave-Sustained Argon Discharge for Bio-Medical Applications // Applied Sciences. – 2022. – V. 12. – No. 3. – P. 969.
5. Girka V., Girka I., Thumm M. Applications of Surface Wave Propagation // Surface Flute Waves in Plasmas. Cham: Springer International Publishing, – 2014. – V. 79. – P. 129–159.
6. Истомин Е. Н., Карфидов Д. М., Минаев И. М., Рухадзе А.А. и др. Плазменный несимметричный вибратор с возбуждением поверхностной волной // Физика плазмы. – 2006. – Т. 32. – №. 5. – С. 423–435.
7. Oruganti S.K., Khosla A., Thundat T.G. Wireless Power-Data Transmission for Industrial Internet of Things: Simulations and Experiments // IEEE Access. – 2020. – V. 8. – P. 187965–187974.
8. Alam Md.N. et al. Design and Application of Surface Wave Sensors for Nonintrusive Power Line Fault Detection // IEEE Sensors Journal. – 2013. – V. 13. – No. 1. – P. 339–347.
9. Trivelpiece A.W., Gould R.W. Space Charge Waves in Cylindrical Plasma Columns // Journal of Applied Physics. – 1959. – V. 30. – No. 11. – P. 1784–1793.
10. Trivelpiece A.W. Slow-wave propagation in plasma waveguides (PhD Thesis). – 1958.
11. Granatstein V.L., Schlesinger S.P., Vigants A. The open plasma guide in extremes of magnetic field // IEEE Trans. Antennas Prop. – 1963. – V. 11. – P. 489–496.
12. Schluter H., Shivarova A. Travelling-wave-sustained discharges // Physics Reports. – 2007. – V. 443. – No. 4–6. – P. 121–255.
13. Napoli L.S., Swartz G.A., Wexler H.T. Effects of Low-Frequency Instabilities on Plasma Surface Waves // The Physics of Fluids. – 1965. – V. 8. – No. 6. – P. 1142–1145.
14. Napoli L.S., Swartz G.A. Wave Propagation in a Tubular Plasma // The Physics of Fluids. – 1963. – V. 6. – No. 7. – P. 918–924.

15. Moisan M., Shivarova A., Trivelpiece A.W. Experimental investigations of the propagation of surface waves along a plasma column // *Plasma Physics*. – 1982. – V. 24. – No. 11. – P. 1331–1400.
16. Moisan M., Nowakowska H. Contribution of surface-wave (SW) sustained plasma columns to the modeling of RF and microwave discharges with new insight into some of their features. A survey of other types of SW discharges // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2018. – V. 27. – No. 7. – P. 073001.
17. Benova E., Zhelyazkov I., Ghanashev I. Low-pressure plasma columns sustained by traveling electromagnetic surface waves in the dipolar ($m=1$) mode // *Journal of Applied Physics*. – 1992. – V. 71. – No. 2. – P. 1026–1028.
18. Moisan M., Zakrzewski Z. Plasma sources based on the propagation of electromagnetic surface waves // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1991. – V. 24. – No. 7. – P. 1025–1048.
19. Schluter H., Shivarova A. Travelling-wave-sustained discharges // *Physics Reports*. – 2007. – V. 443. – No. 4–6. – P. 121–255.
20. Tuma D.T. A Quiet Uniform Microwave Gas Discharge for Lasers // *Review of Scientific Instruments*. – 1970. – V. 41. – No. 10. – P. 1519–1520.
21. Pencheva M. et al. A collisional-radiative model of an argon surface-wave-sustained plasma at atmospheric pressure // *Vacuum*. – 2004. – V. 76. – No. 2–3. – P. 409–412.
22. Moisan M., Pantel R., Hubert J. Propagation of a Surface Wave Sustaining a Plasma Column at Atmospheric Pressure // *Contributions to Plasma Physics*. – 1990. – V. 30. – No. 2. – P. 293–314.
23. Moisan M., Beaudry C., Leprince P. A new HF device for the production of long plasma columns at a high electron density // *Physics Letters A*. – 1974. – V. 50. – No. 2. – P. 125–126.
24. Moisan M. et al. The waveguide surfatron: a high power surface-wave launcher to sustain large-diameter dense plasma columns // *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. – 1987. – V. 20. – No. 11. – P. 1356–1361.

25. MargotChaker J. et al. Tube diameter and wave frequency limitations when using the electro magnetic surface wave in the $m=1$ (dipolar) mode to sustain a plasma column // *J. Appl. Phys.* – 1989. – V. 66. – No. 9. – P. 4134–4148.
26. Böhle A. et al. Pulsed discharges produced by high-power surface waves // *Journal of Physics D: Applied Physics.* – 1996. – V. 29. – No. 2. – P. 369–377.
27. Himmel G., Koleva I., Schlüter H. Diagnostics on a pulsed surface-wave discharge // *Le Journal de Physique IV.* – 1998. – V. 08. – No. PR7. – P. Pr7-327-Pr7-335.
28. Hamdan A. et al. Space and time structure of helium pulsed surface-wave discharges at intermediate pressures (5–50 Torr) // *Plasma Sources Science and Technology.* – 2016. – V. 26. – No. 1. – P. 015001.
29. Gamero A. et al. Experimental study of the ionization front in pulsed-surface-wave-produced plasmas // *Journal of Applied Physics.* – 1989. – V. 65. – No. 6. – P. 2199–2204.
30. Алиев Ю.М. О скорости распространения разрядов на поверхностной волне // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* – 2000. – № 2. – С. 29–33.
31. Ivanov O.A., Koldanov V.A. Self-consistent model of a pulsed air discharge excited by surface waves // *Plasma Physics Reports.* – 2000. – V. 26. – No. 10. – P. 902–908.
32. Aliev Y.M., Maximov A.V., Schlüter H. The influence of the plasma resonance heating on the maintenance of surface wave produced discharges // *Physica Scripta.* – 1993. – V. 48. – No. 4. – P. 464–466.
33. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Гос. изд. физ-мат. лит., 1960. 552 С.
34. Князев Б.А., Кузьмин А.В. Поверхностные электромагнитные волны: основные свойства, формирование, транспортировка. – Н.: Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, Новосибирский государственный университет, 2003.
35. Maier S.A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications.* New York, NY: Springer US, – 2007.

36. Sergeichev K.F. et al. Excitation and Propagation of Sommerfeld–Zenneck Surface Waves on a Conducting Strip in the Centimeter-Wave Band // *Journal of Communications Technology and Electronics*. – 2018. – V. 63. – No. 4. – P. 326–334.
37. К. Ф. Сергейчев, Д. М. Карфидов, М. В. Шеповалов. Распространение аксиально-симметричной моды типа E_0 на тонких диссипативных проводниках и в диэлектрической трубке с водой // *Журнал радиоэлектроники*. – 2015. – No. 7.
38. К. Ф. Сергейчев, И.М. Минаев. Плазменные антенны на поверхностных электромагнитных волнах // *Труды ИОФ РАН*. – 2014. – Т. 70. С. 143–185.
39. Рухадзе К. З. Антенные устройства на основе плазменных технологий: дис. к.т.н. – Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, 2011.
40. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. – М.: Издательство «Наука»: Главная редакция физико-математической литературы, 1968. –с. 8 – 45.
41. Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы. М.: Атомиздат. –1976. – 232 с.
42. Кондратенко А.Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат. –1985. – 208 с.
43. Zhelyazkov I., Atanassov V. Axial structure of low-pressure high-frequency discharges sustained by travelling electromagnetic surface waves // *Physics Reports*. – 1995. – V. 255. – No. 2–3. – P. 79–201.
44. Zhelyazkov I., Benova E. Modeling of a plasma column produced and sustained by a traveling electromagnetic surface wave // *Journal of Applied Physics*. – 1989. – V. 66. – No. 4. – P. 1641–1650.
45. Djourelova M. et al. Axial structure of a shielded plasma column sustained by a dipolar electromagnetic wave // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1993. – V. 26. – No. 10. – P. 1601–1610.

46. Benova E., Zhelyazkov I., Ghanashev I. Low-pressure plasma columns sustained by traveling electromagnetic surface waves in the dipolar ($m = 1$) mode // *Journal of Applied Physics*. – 1992. – V. 71. – No. 2. – P. 1026–1028.
47. Benova E., Ghanashev I., Zhelyazkov I. Theoretical study of a plasma column sustained by an electromagnetic surface wave in the dipolar mode // *Journal of Plasma Physics*. – 1991. – V. 45. – No. 2. – P. 137–152.
48. Zhelyazkov I., Benova E., Atanassov V. Axial structure of a plasma column produced by a large-amplitude electromagnetic surface wave // *Journal of Applied Physics*. – 1986. – V. 59. – No. 5. – P. 1466–1472.
49. Nagatsu M., Ghanashev I., Sugai H. Production and control of large diameter surface wave plasmas // *Plasma Sources Science and Technology*. – 1998. – V. 7. – No. 2. – P. 230–237
50. Borges C.F.M. et al. Very low-roughness diamond film deposition using a surface-wave- sustained plasma // *Journal of Applied Physics*. – 1996. – V. 80. – No. 10. – P. 6013–6020.
51. Tsugawa K. et al. Nanocrystalline diamond growth in a surface-wave plasma // *Diamond and Related Materials*. – 2011. – V. 20. – No. 5–6. – P. 833–838.
52. Mehmood F., Kamal T., Ashraf U. Generation and Applications of Plasma (An Academic Review): preprint. *PHYSICAL SCIENCES*, – 2018.
53. Chen G. et al. Simultaneous dissociation of CO₂ and H₂O to syngas in a surface-wave microwave discharge // *International Journal of Hydrogen Energy*. – 2015. – V. 40. – No. 9. – P. 3789–3796.
54. Shibkov V.M. Microwave Discharges and Their Application. I. Surface Microwave Discharge // *Moscow University Physics Bulletin*. – 2019. – V. 74. – No. 5. – P. 421–437.
55. Wang K., Li J. Design of Surface-Wave Sustained Plasma Flat Panel Lamps // *Advanced Materials Research*. – 2013. – V. 756–759. – P. 4537–4540.
56. Wang K. et al. Research on Cylindrical Surface Wave Plasma Fluorescent Lamps // *Journal of Engineering Science and Technology Review*. – 2013. – V. 6. – No. 2. – P. 164–167.

57. Hnilica J. et al. Characterization of a periodic instability in filamentary surface wave discharge at atmospheric pressure in argon // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2012. – V. 45. – No. 5. – P. 055201
58. Pencheva M. et al. A collisional-radiative model of an argon surface-wave-sustained plasma at atmospheric pressure // *Vacuum*. – 2004. – V. 76. – No. 2–3. – P. 409–412.
59. Nowakowska H., Zakrzewski Z., Moisan M. Propagation characteristics of electromagnetic waves along a dense plasma filament // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2001. – V. 34. – No. 10. – P. 1474–1478.
60. Castanos-Martinez E., Moisan M. Expansion/Homogenization of Contracted/Filamentary Microwave Discharges at Atmospheric Pressure // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2011. – V. 39. – No. 11. – P. 2192–2193.
61. М.И. Минаев et al. Активная плазменная ВЧ-антенна, самосогласованная с источником колебаний // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. – 2005. – V. 12. – No. 12. – P. 11.
62. Богачев Н.Н., Гусейн-заде Н.Г., Карфидов Д.М., Минаев И.М., Тараканова Е.Н., Сергейчев К.Ф., Трефилов А.Ю. Плазменная вибраторная антенна с ионизацией поверхностной волной// Патент на изобретение RU 2544806 C1, 20.03.2015. Заявка № 2014106756/08 от 24.02.2014.
63. Kumar R., Bora D. Wireless communication capability of a reconfigurable plasma antenna // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – V. 109. – No. 6. – P. 063303.
64. Минаев И. М., Гусейн-заде Н. Г., Рухадзе К. З. Плазменная приемная вибраторная антенна // *Физика плазмы*. – 2010. – Т. 36. – №. 10. – С. 972-974.
65. Barro O.A., Himdi M., Lafond O. RECONFIGURABLE CYLINDRICAL PLASMA ANTENNA // *Progress In Electromagnetics Research M*. – 2018. – V. 66. – P. 65–72.
66. Богачев Н.Н., Гусейн-заде Н.Г., Нефедов В.И. Диаграмма направленности и спектр излучения плазменной несимметричной вибраторной антенны // *Физика плазмы*. – 2019. – Т. 45. – № 4. – С. 365-368.

67. Kamboj G.K., Yadav R.P., Kaler R.S. Development of Reconfigurable Plasma Column Antenna // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2021. – V. 49. – No. 2. – P. 656–662.
68. Wang C. et al. Low-Profile Broadband Plasma Antenna for Naval Communications in VHF and UHF Bands // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. – 2020. – V. 68. – No. 6. – P. 4271–4282.
69. Zhao J. et al. Experimental characteristics of 2.45 GHz microwave reconfigurable plasma antennas // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2019. – V. 52. – No. 29. – P. 295202.
70. Nagatsu M. et al. Effects of oxygen radicals in low-pressure surface-wave plasma on sterilization // *Applied Physics Letters*. – 2005. – V. 86. – No. 21. – P. 211502.
71. Xu L. et al. Characteristics of surface-wave plasma with air-simulated $N_2 - O_2$ gas mixture for low-temperature sterilization // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2007. – V. 40. – No. 3. – P. 803–808.
72. Benova E. et al. Characteristics of 2.45 GHz Surface-Wave-Sustained Argon Discharge for Bio-Medical Applications // *Applied Sciences*. – 2022. – V. 12. – No. 3. – P. 969.
73. Moisan M. et al. Sterilization/disinfection of medical devices using plasma: the flowing afterglow of the reduced-pressure $N_2 - O_2$ discharge as the inactivating medium // *The European Physical Journal Applied Physics*. – 2013. – V. 63. – No. 1. – P. 10001.
74. Физика газового разряда и ее современные приложения / Андреев В.В. и др. — М.: Российский университет дружбы народов, 2008.
75. Moisan M., Zakrzewski Z., Pantel R. The theory and characteristics of an efficient surface wave launcher (surfatron) producing long plasma columns // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1979. – V. 12. – pp. 219-237.
76. Коваленко В.Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот. — М.: Советское радио, 1955. — 8 с.

77. К.Ф. Сергейчев, Н.А. Лукина. Поверхностная волна Зоммерфельда в зондовых измерениях электромагнитных полей // Приборы и техника эксперимента. – 2009. – №. 4. – С. 114–120.
78. Veenendaal W. Surface waves on the positive column of a gas discharge // Applied Scientific Research. – 1968. – V. 18. – No. 1. – P. 446–457.
79. Г.С. Солнцев. Диагностика плазмы в сурфатроне низкого давления по радиальному распределению СВЧ-поля // Вестник Московского университета. – 1996.
80. Банков С. Е., Курушин А. А. Электродинамика и техника СВЧ для пользователей САПР //М.: Солон-Пресс. – 2008. – 276 С.
81. Boivin S. et al. Analysis of the high-energy electron population in surface-wave plasma columns in presence of collisionless resonant absorption // Plasma Sources Science and Technology. – 2018. – V. 27. – No. 9. – P. 095011.
82. Kato I., Tsuchida H., Nagai M. Radial distribution of excited atoms in a new coaxial line type microwave cw discharge tube // Journal of Applied Physics. – 1980. – V. 51. – No. 10. – P. 5312.
83. Rakem Z., Leprince P., Marec J. Characteristics of a surface wave produced discharge operating under standing wave conditions // Revue de Physique Appliquée. – 1990. – V. 25. – No. 1. – P. 125–130.
84. Rakem Z., Leprince P., Marec J. Modelling of a microwave discharge created by a standing surface wave // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1992. – V. 25. – No. 6. – P. 953–959.
85. Rogers J., Asmussen J. Standing Waves Along a Microwave Generated // IEEE transactions on plasma science. – 1982. – No. 1. – P. 6.
86. Cotrino J. et al. Effective recombination coefficients in argon surface-wave-produced plasma // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1988. – V. 21. – No. 9. – P. 1377–1383.
87. Ferreira C.M., Loureiro J. Characteristics of high-frequency and direct-current argon discharges at low pressures: a comparative analysis // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1984. – V. 17. – No. 6. – P. 1175–1188.

88. Nowakowska H., Lackowski M., Moisan M. Radiation Losses From a Microwave Surface-Wave Sustained Plasma Source (Surfatron) // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2020. – P. 1–9.
89. Ferreira C.M., Moisan M. The similarity laws for the maintenance field and the absorbed power per electron in low-pressure surface wave produced plasmas and their extension to HF plasmas in general // *Physica Scripta*. – 1988. – V. 38. – No. 3. – P. 382–399.
90. Moisan M., Ganachev I.P., Nowakowska H. Concept of power absorbed and lost per electron in surface-wave plasma columns and its contribution to the advanced understanding and modeling of microwave discharges // *Physical Review E*. – 2022. – V. 106. – No. 4. – P. 045202.
91. Г.С. Солнцев и др. Физическая модель сурфатрона и пространственное распределение энергии поверхностной волны // *Вестник Московского университета*. – 1997. – № 6.
92. Wolinska-Szatkowska J. The modelling of a discharge sustained by a standing surface wave // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1988. – V. 21. – No. 6. – P. 937–942.
93. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. *Электромагнитные волны и поля*. М.: Советское радио, 1971. С. 554.
94. Гуревич А.В. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1979. Т. 10. №. 4. С. 633.
95. Llamas M. Transient processes in plasmas produced by surface waves // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1985. – V. 18. – No. 11. – P. 2169–2182.
96. Grozev D. et al. Modulation instability in pulsed surface-wave sustained discharges // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1997. – V. 25. – No. 3. – P. 415–422.