

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

На правах рукописи



Степин Вячеслав Павлович

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ НА
ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЕННОЙ АНТЕННЫ

1.3.9 – Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Богачев Николай Николаевич

Москва

2026

Оглавление

Оглавление	2
Список условных обозначений и сокращений	4
Введение	7
Глава 1. Плазменные антенны и способы создания плазмы.....	18
1.1. Плазменные антенны	18
1.2. Плазменные несимметричные вибраторные антенны	30
1.3. Влияние параметров плазмы на характеристики плазменных антенн ..	42
Выводы по главе 1	52
Глава 2. Экспериментальные и численные методы исследования плазменных антенн	55
2.1. Экспериментальное измерение параметров плазмы в плазменных антеннах и обработка результатов	55
2.2. Численное моделирование плазменных антенн в коде КАРАТ	67
2.3. Численное моделирование плазменных антенн в программном пакете COMSOL Multiphysics	73
Выводы по главе 2	75
Глава 3. Влияние продольного распределения концентрации плазмы на характеристики излучения плазменных несимметричных вибраторных антенн	78
3.1 Аксиальное распределение концентрации электронов в плазменных несимметричных вибраторных антеннах при различных длинах плазменного столба	78
3.2 Развитие плазменного канала антенны при разряде, поддерживаемом поверхностной электромагнитной волной	86
3.3. Влияние аксиального распределения концентрации электронов на эффективную электрическую длину и диаграмму направленности плазменной антенны	95
Выводы по главе 3	99
Глава 4. Влияние радиального распределения концентрации электронов в плазме на характеристики излучения плазменных антенн	103
4.1. Эволюция радиального профиля плазмы в плазменной несимметричной вибраторной антенне	103
4.2. Влияние профиля плазмы на характеристики излучения плазменной несимметричной вибраторной антенны	114
Выводы по главе 4	121
Заключение	124

Список литературы	127
Публикации автора по теме диссертации	140
Публикации автора в сборниках трудов и тезисов конференций	140

Список условных обозначений и сокращений

- ГПА – плазменные антенны из газоразрядных трубок;
- ПА – плазменная антенна;
- ПНВА – плазменная несимметричная вибраторная антенна;
- ПФАР – плазменные фазированные антенные решётки;
- ФАР – фазированные антенные решётки;
- ДН – Диаграмма направленности;
- КУ – Коэффициент усиления;
- КСВ – Коэффициент стоячей волны;
- ЭПР – Эффективная площадь рассеяния;
- ПЭВ – Поверхностная электромагнитная волна;
- ВЧ – Высокочастотный;
- СВЧ – Сверхвысокочастотный;
- ИЭП – Идеальный электрический проводник;
- PIC – Particle-In-Cell (метод частиц в ячейках);
- FDTD – Finite-Difference Time-Domain (метод конечных разностей во временной области);
- FEM – Finite Element Method (метод конечных элементов);
- PML – Perfectly Matched Layer (идеально согласованный слой);
- CCFL – Cold Cathode Fluorescent Lamp (холодно-катодная флуоресцентная лампа);
- ESI – Емкостно-связанный источник плазмы;
- MIMO – Multiple Input Multiple Output;
- UHF – Ultra High Frequency (ультравысокая частота, дм-диапазон) ;
- ГРТ – Газоразрядная трубка;
- ВАК – Высшая аттестационная комиссия;

Физические обозначения

Обозначение	Физический смысл	Единицы измерения
n_e	Концентрация электронов	см^{-3}
n_c	Критическая концентрация плазмы	см^{-3}
ωp	Плазменная частота	рад/с
f_p	Плазменная частота	ГГц
ν	Эффективная частота столкновений	с^{-1}
ϵp	Комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы	б/р
l_{eff}	Эффективная длина излучающего элемента	мм
k	Коэффициент аксиального спада концентрации	см^{-1}
λ_D	Длина Дебая	мкм
E_{rDC}	Постоянная (амбиполярная) радиальная составляющая электрического поля	В/см
E_{rRF}	Высокочастотная радиальная составляющая электрического поля	В/см
L_r	Длина рекомбинации	см
D_a	Коэффициент амбиполярной диффузии	$\text{см}^2/\text{с}$
ν_i	Частота ионизации	с^{-1}
T_e	Температура электронов	эВ
σ	Проводимость плазмы	см/м
τ	Среднее время между столкновениями электронов	с
ν_f	Скорость фронта ионизации	см/с
p	Давление газа	Торр
pa	Произведение давления на радиус трубки	Торр·см
f_0	Рабочая частота антенны (= 445 МГц)	МГц

P	Мощность источника	Вт
l	Длина плазменного столба/антенны	мм
d_{ext}	Внешний диаметр трубки	мм
ϵd	Диэлектрическая проницаемость стекла трубки	б/р

Введение

Реализация ключевых преимуществ плазменных антенн (ПА) – динамического изменения параметров, низкой радиолокационной заметности и быстрого переключения режимов – в решающей степени зависит от возможности точного управления электрофизическими характеристиками плазмы, прежде всего, величиной и пространственным распределением концентрации заряженных частиц n_e . Однако, неоднородность этого распределения в реальных устройствах является фундаментальным фактором, ограничивающим их эффективность и широкое применение. Плазменные антенны являются перспективным и интенсивно исследуемым классом антенных устройств, в которых в качестве активной излучающей среды используется ионизированный газ – плазма. Принцип действия ПА основан на способности плазмы взаимодействовать с электромагнитными волнами, обеспечивая функции излучения, приёма и управления параметрами сигнала. Ключевое отличие ПА от традиционных металлических аналогов заключается в возможности динамической реконфигурации их параметров за счёт управления электрофизическими характеристиками плазмы, в первую очередь – концентрацией заряженных частиц (n_e) [1-5].

В зависимости от типа источника плазмы различают антенны на основе газоразрядных трубок (ГПА), антенны на основе разрядов в атмосфере и полупроводниковые ПА. Среди них ГПА представляют наибольший интерес благодаря относительной простоте реализации, компактности и широкому спектру рабочих частот. Одним из важнейших преимуществ ГПА является возможность быстрого перехода между активным и пассивным режимами за счёт управления плазменным разрядом. В неактивном состоянии (при отсутствии разряда) диэлектрическая трубка имеет низкую радиолокационную заметность, а при возбуждении разряда формируется плазменный столб, обладающий значительно меньшей эффективной площадью рассеяния по сравнению с металлическими элементами

аналогичных размеров [2-4]. Кроме того, высокая скорость процессов ионизации и рекомбинации (вплоть до микросекунд [6,7]) позволяет оперативно перестраивать рабочие режимы антенны в реальном времени, что критически важно для радиоэлектронной борьбы, систем связи 5G/6G и адаптивной радиолокации [8-10].

Ключевую роль в управлении параметрами ПА играет уникальная дисперсионная природа плазмы [7, 11]. Управляя распределением n_e , возможно эффективно влиять на такие характеристики антенны, как резонансная частота, диаграмма направленности, импедансное согласование и поляризация.

Плазменные антенны, в частности вибраторного типа, обладают потенциалом для построения многофункциональных адаптивных систем, включая фазированные антенные решётки (ФАР), где активные элементы могут избирательно включаться и отключаться, минимизируя взаимные помехи [12, 13]. Кроме того, совмещение нескольких ПА с разными параметрами позволяет реализовать широкополосные и многодиапазонные антенные комплексы [14, 15].

Несмотря на значительный прогресс в разработке ПА, их широкомасштабное применение сдерживается рядом нерешённых задач. Одной из ключевых проблем является неоднородность пространственного распределения концентрации плазмы в объёме излучающего канала. В реальных условиях концентрация заряженных частиц n_e , как правило, зависит от радиальной и продольной координат – $n_e(r, z)$ – и характеризуется существенной неоднородностью: максимальное значение наблюдается вблизи оси разряда, а к стенкам трубки и вдоль её длины концентрация заметно уменьшается. Это приводит к искажению фазовых фронтов электромагнитных волн, изменению фазовой скорости и усилению процессов рассеяния, что снижает эффективность антенны и усложняет согласование с питающей линией.

Особенно актуально изучение влияния распределения концентрации плазмы на электродинамические и излучательные характеристики ПА вибраторного типа, к которым относятся диаграмма направленности (ДН), коэффициент усиления (КУ), согласование (коэффициент стоячей волны – КСВ) и добротность. Радикальные изменения параметров могут наблюдаться даже при незначительных вариациях профилей $n_e(r, z)$, особенно в ВЧ и СВЧ диапазонах, где длина волны сопоставима с характерными размерами неоднородностей.

В качестве основного объекта исследования в данной работе выбрана плазменная несимметричная вибраторная антенна (ПНВА) на базе газоразрядной трубки. Этот выбор обусловлен ее распространенностью как базового элемента, относительной простотой конфигурации для моделирования и эксперимента, а также высокой степенью чувствительности ее характеристик к форме и динамике распределения плазмы. Однако, несмотря на очевидное влияние, в существующих публикациях отсутствуют комплексные исследования, прямо устанавливающие количественные связи между распределением n_e и параметрами ПНВА.

Всё вышперечисленное обуславливает актуальность темы диссертационной работы.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью работы является исследование влияния пространственного распределения концентрации плазмы на эффективную длину и диаграмму направленности плазменной несимметричной вибраторной антенны.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Экспериментально и с помощью численного моделирования исследовать пространственное распределение концентрации плазмы, формирующейся в объеме газоразрядной трубки, при различных давлениях и размерах трубки, а также способов ввода СВЧ энергии в газоразрядную трубку.

2. На основе экспериментальных данных определить эффективную длину плазменной несимметричной вибраторной антенны при различных значениях мощности СВЧ энергии.
3. С помощью численного моделирования исследовать влияние радиального и продольного профилей концентрации плазмы на распределение электромагнитного поля в ближней зоне. Провести сравнение рассчитанной диаграммы направленности плазменной антенны с экспериментальными данными.

Научная новизна работы

- Впервые проведено комплексное исследование влияния пространственно-временной структуры плазменной среды, формируемой в объёме газоразрядной трубки, на электродинамические характеристики (распределение поля и диаграмму направленности) плазменной несимметричной вибраторной антенны.
- Использование резонаторных методов измерения концентрации плазмы в газоразрядной трубке позволило выявить аксиальный линейный спад усредненной по сечению концентрации плазмы по мере удаления от области ввода СВЧ-энергии. Выполненное численное моделирование впервые продемонстрировало влияние такого аксиального распределения концентрации плазмы на эффективную длину антенны и ее диаграммы направленности, в том числе на форму, ширину главного лепестка и уровень боковых лепестков.
- Впервые, численно с помощью PIC-моделирования была получена динамика радиального распределения концентрации плазмы при вводе СВЧ энергии в газоразрядную трубку. В диапазоне давлений 0,1–1 Торр радиальный профиль эволюционирует от формы с минимумом в центре через равномерное распределение к форме с выраженным пиком в центре, приближающейся к профилю, описываемому функцией Бесселя нулевого порядка J_0 .

- Впервые численно (в рамках линейной модели Друде) показано влияние радиального профиля концентрации плазмы на формирование поля в ближней зоне и диаграммы направленности антенны.

Теоретическая значимость работы заключается в развитии и уточнении физической модели плазменной антенны за счет учета пространственной неоднородности плазмы и ее влияния на электродинамические характеристики излучения, что расширяет представления о механизмах формирования излучающих свойств плазменных систем. В ходе исследования выявлены физические закономерности влияния радиальных и продольных профилей концентрации плазмы на формирование мод электромагнитных полей и диаграмм направленности. Полученные данные о пространственном распределении концентрации плазмы при различных режимах возбуждения создают основу для физически обоснованного прогнозирования характеристик излучения и согласования антенных систем. Кроме того, в работе впервые выполнена количественная оценка связи между динамикой ионизационного фронта и изменением резонансных характеристик плазменной антенны в условиях различного давления, что расширяет понимание нестационарных процессов в подобных структурах.

Практическая ценность результатов исследования определяется возможностью их непосредственного использования при проектировании и оптимизации плазменных антенн. Показано, что управление пространственной структурой плазмы позволяет реализовывать адаптивные антенные системы с перестраиваемой диаграммой направленности и улучшенным согласованием с питающей линией. Контролируемое изменение профиля концентрации плазмы открывает перспективы электронного сканирования без применения механических элементов, что повышает надежность и быстродействие антенных устройств. Кроме того, в работе расширен методический инструментарий анализа и синтеза антенн на основе плазменных структур за счет комплексного сопоставления численных и

экспериментальных методов диагностики. Отдельный научный интерес вызывает поведение антенны в переходном режиме – при генерации плазмы под воздействием СВЧ-энергии. Количественная связь между динамикой ионизационного фронта и изменением резонансных свойств антенны в условиях разных давлений ранее изучена не была.

Положения выносимые на защиту

1. Аксиальное распределение концентрации плазмы в несимметричных вибраторных антеннах, создаваемой СВЧ-разрядом на поверхностной волне в газоразрядной трубке, характеризуется линейным спадом по мере удаления от источника. Для вибраторной антенны длиной $l = \lambda/4$ коэффициент спада k составляет $-0,45 \pm 0,13 \text{ см}^{-4}$, а для $l = \lambda$ – всего $-0,07 \pm 0,02 \text{ см}^{-4}$. При этом сформированный плазменный столб оказывается короче, чем сама трубка.

2. При переходе от однородного распределения плазмы к линейно спадающему вдоль антенны, главный лепесток диаграммы направленности смещается не более чем на 5° , тогда как форма диаграммы претерпевает существенные изменения – направленность падает на $\sim 30\%$, а основной лепесток расширяется на 45° .

3. В диапазоне давлений $0,03\text{--}1$ Торр радиальный профиль концентрации плазмы в газоразрядной трубке в процессе развития СВЧ-разряда эволюционирует от распределения с центральным провалом на начальной стадии до колоколообразной формы, близкой к функции Бесселя J_0 , на стационарной стадии. Вид радиального профиля существенно влияет на диаграмму направленности плазменной несимметричной вибраторной антенны.

Методы исследования

Экспериментальная часть исследования включала различные методы измерения концентрации плазмы, такие как: резонаторный метод (по сдвигу резонансной частоты СВЧ-резонатора); волноводный метод (метод проходящих волн); а также по интегральной светимости.

Численное моделирование параметров плазмы и динамики газоразрядных процессов выполнено с помощью PIC-метода (Particle in Cell –

«частица в ячейке»), в специализированном программном коде КАРАТ, позволяющем рассчитывать пространственно-временные распределения концентрации и температуры электронов. Моделирование электродинамических параметров и характеристик плазменной антенны осуществлялось в программном пакете COMSOL Multiphysics, применяемом для расчёта стационарных распределений электромагнитных полей и частотных характеристик в широком диапазоне. Для анализа влияния аксиального и радиального профилей концентрации плазмы на антенные характеристики использовалась модель плазмы по теории Друде, в которой учитывались экспериментально и численно полученные PIC-методом профили распределения концентрации плазмы.

Соответствие паспорту специальности – 1.3.9 «Физика плазмы»

Результаты диссертационного исследования полностью соответствует паспорту научной специальности 1.3.9 «Физика плазмы», в частности положениям пунктов 4 «Диагностика плазмы», 12 «Плазменные технологии и устройства» и 14 «Электромагнитное излучение плазмы», а также отчасти положениям пунктов 3 «Динамика плазмы: волны, неустойчивости, течения, нелинейные явления (самоорганизация, структуры, турбулентность и т.п.), аномальный перенос, электромагнетизм и т.п.» и 2 «Термодинамика, кинетика (в т.ч. явления переноса), оптика, элементарные процессы в плазме (ионизация, излучение, столкновения и т.п.)».

Достоверность результатов

Экспериментальная часть диссертационной работы выполнена с применением сертифицированного оборудования и апробированных методов измерений и диагностики. Достоверность полученных результатов обусловлена адекватностью разработанных численных моделей (с учётом принятых допущений) исследуемым физическим объектам, а также хорошим согласием данных численного моделирования и эксперимента. В работе использовался комплекс независимых экспериментальных и численных

методов исследования параметров плазмы и электродинамических характеристик плазменных антенн с их взаимной валидацией.

Достоверность полученных результатов также подтверждается их согласованностью с данными других научных коллективов, в частности с работами по диагностике газоразрядной плазмы и исследованию характеристик плазменных антенн.

Публикации

Основные результаты диссертационного исследования были опубликованы в 4 статьях в рецензируемых научных журналах, входящих в список рекомендованных ВАК по специальности 1.3.9 – физика плазмы, 3 статьи из которых индексируются в международных библиографических базах Web of Science и Scopus.

Апробация результатов

Результаты диссертации прошли апробацию на следующих конференциях и научных семинарах: International Workshop «Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation» (2024, 2025), 32d Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (2024), «Прохоровские недели» (2024), «РАДИОИНФОКОМ» (2024, 2025), «Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу» (2025), «Ломоносов» (2025), 17th International Conference Gas Discharge Plasmas and Their Applications (2025), «ВМКТ» (2025), а также неоднократно на научных семинарах теоретического отдела ИОФ РАН.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертации, получены лично автором или при его непосредственном участии. Он непосредственно участвовал в формулировке цели и постановке задач исследования. Им самостоятельно разработаны, изготовлены и введены в эксплуатацию оригинальные экспериментальные стенды для исследования четвертьволновой и волновой плазменных антенн, что позволило измерить параметры плазмы и электродинамические характеристики антенн.

Автор принимал непосредственное участие в измерениях, использующих резонаторный метод, волноводный метод (метод проходящих волн) и метод измерения интегральной светимости. Лично автором выполнены: настройка и калибровка измерительных трактов; планирование и проведение серий экспериментов; регистрация, обработка и анализ полученных экспериментальных данных.

В рамках численного моделирования автор участвовал в создании математической модели плазменной антенны, проводил расчёты в программных пакетах KAPAT и COMSOL Multiphysics, а также интерпретировал результаты моделирования.

На основе проведенных исследований автором самостоятельно сформулированы основные положения, выносимые на защиту, и выводы работы. Текст диссертации и автореферата написан автором самостоятельно.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа включает в себя следующие разделы: введение, 4 главы, заключение и список цитируемой литературы. Объём диссертации составляет 142 страницы и включает в себя 48 рисунков и 3 таблицы. Библиография состоит из 109 наименований.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цель и задачи работы, определены научная новизна, теоретическая и практическая значимость полученных результатов, сформулированы положения, выносимые на защиту, описаны методы исследования, обоснована достоверность результатов, отражён личный вклад автора, а также представлена структура и объём диссертации.

В **первой главе** представлен обзор исследований плазменных антенн на основе газоразрядных трубок. В **параграфе 1.1** рассмотрена классификация плазменных антенн по способам формирования плазмы и типам взаимодействия с электромагнитным полем; основное внимание уделено плазменным несимметричным вибраторным антеннам, в которых формирование плазменного столба и возбуждение антенны осуществляется

за счёт электромагнитной энергии от одного источника. В **параграфе 1.2** рассмотрены две конфигурации таких антенн, различающиеся способом ввода СВЧ-энергии: антенна длиной $l = \lambda/4$ с коаксиальным вводом и антенна длиной $l = \lambda$ с возбуждением через сурфатрон; в **параграфе 1.3** представлен обзор работ, посвящённых формированию плазменного канала, распределению концентрации плазмы и их влиянию на характеристики антенны.

Во **второй главе** описаны экспериментальные установки, методы диагностики параметров плазмы и используемые численные модели. В **параграфе 2.1** изложены три взаимодополняющих метода определения концентрации плазмы: резонаторная СВЧ-диагностика, метод проходящих волн и оптический метод оценки концентрации по интегральной светимости. В **параграфе 2.2** описана модель в коде КАРАТ, в которой динамика газового разряда рассчитывается методом частиц в ячейках с решением уравнений Максвелла методом FDTD, а в **параграфе 2.3** представлена электродинамическая модель плазменной антенны в пакете COMSOL Multiphysics с использованием экспериментально и численно полученных аксиальных и радиальных профилей концентрации электронов в рамках модели Друде.

В **третьей главе** исследуется аксиальное (продольное) распределение концентрации плазмы и его влияние на эффективную длину, и диаграмму направленности плазменной антенны. В **параграфе 3.1** представлены результаты экспериментального исследования аксиального распределения концентрации электронов $n_e(z)$ в плазменных несимметричных вибраторных антеннах при двух длинах плазменного столба, $l = \lambda/4$ и $l = \lambda$; рассмотрены особенности развития разряда вдоль газоразрядной трубки, скорость распространения фронта ионизации и сопоставление данных резонаторной, волноводной и оптической диагностики. В **параграфе 3.2** приведены результаты PIC-моделирования развития разряда на поверхностной электромагнитной волне, позволившие описать структуру плазменного

столба, динамику фронта ионизации и пространственно-временное распределение параметров плазмы. В параграфе 3.3 исследуется влияние аксиального распределения концентрации на эффективную электрическую длину и диаграмму направленности плазменной антенны на основе электродинамического моделирования с использованием экспериментально измеренных профилей $n_e(z)$.

В четвёртой главе исследуется радиальное распределение концентрации электронов в газоразрядной трубке и его влияние на распределение электромагнитного поля и диаграмму направленности плазменной антенны. В **параграфе 4.1** проведён анализ эволюции радиального профиля плазмы в интервале давлений газа 0,03–1 Торр с использованием численного моделирования в коде КАРАТ, а также экспериментальных методов оптической и СВЧ-диагностики. В **параграфе 4.2** на основе характерных форм радиального профиля концентрации плазмы – трубчатого, платообразного и колоколообразного – выполнено электродинамическое моделирование диаграмм направленности четвертьволновой и волновой плазменных несимметричных вибраторных антенн в COMSOL Multiphysics. Показано, что радиальный профиль концентрации плазмы существенно влияет на распределение поля и форму диаграммы направленности плазменной антенны и может использоваться как инструмент управления её излучательными характеристиками.

В **заключении** изложены основные научные и практические результаты работы, сформулированы выводы и намечены перспективы дальнейших исследований.

Глава 1. Плазменные антенны и способы создания плазмы

В первой главе диссертации представлен обзор исследований плазменных антенн на основе газоразрядных трубок. Рассмотрена классификация антенн по способам формирования плазмы и типам взаимодействия с электромагнитным полем. Отдельно рассмотрены плазменные несимметричные вибраторные антенны из газоразрядных трубок и влияние характеристик плазмы на характеристики антенн.

1.1. Плазменные антенны

Плазменные антенны представляют собой класс устройств, которые используют газоразрядную плазму или плазму носителей заряда в полупроводниках в качестве излучающего или принимающего элемента. В отличие от традиционных металлических антенн, их электрофизические параметры не являются постоянными и могут изменяться за счёт управления параметрами плазмы. Это позволяет изменять проводимость, эффективную диэлектрическую проницаемость, плазменную частоту и, как следствие, основные характеристики антенны, включая резонансную частоту, коэффициент усиления, согласование и диаграмму направленности [1-5].

С физической точки зрения применение плазмы в антенных системах представляет интерес вследствие её дисперсионных свойств и возможности быстрого перехода между состояниями с существенно различной электропроводностью. В активном режиме плазменный столб способен выполнять функцию токонесущего элемента, а при отсутствии разряда диэлектрическая трубка практически не взаимодействует с электромагнитным полем. Данное свойство определяет перспективность плазменных антенн для реконфигурируемых радиотехнических систем, в которых требуется сочетание управляемости, малой радиолокационной заметности и возможности быстрого переключения рабочих режимов [2-4, 9, 15].

Плазменные антенны можно классифицировать по различным характеристикам:

- По способу создания и типу плазмы;
- По характеру взаимодействия плазмы с электромагнитным полем;
- По типу и конструкции антенны;
- По расположению плазмы в конструкции антенны;

По способу получения и типу рабочей среды различают антенны на основе низкотемпературного газового разряда (ёмкостного, индуктивного, высокочастотного, СВЧ, а также разряда, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной), антенны с плазмой в полупроводниковых структурах, а также антенны с лазерно-индуцированными плазменными каналами в атмосфере [5]. В подавляющем большинстве экспериментальных и прикладных реализаций используется плазма в газоразрядных трубках [2,3,16].

По характеру взаимодействия плазмы с электромагнитным полем антенны различают активные и пассивные плазменные антенны. В активных схемах плазменный элемент выполняет роль излучающего или принимающего звена (диполя, монополя, элемента решётки и т.п.), непосредственно связанного с трактом СВЧ-сигнала через металлический или волноводный согласующий узел. В пассивных конфигурациях плазма используется для управления распространением уже сформированного излучения – в качестве отражателя, линзы, фазоизменяющей или экранирующей структуры, влияющей на диаграмму направленности, фазовый фронт и согласование. К пассивным системам также относят фазированные антенные решётки и отражающие/пропускающие массивы, в которых плазменные элементы применяются как управляемые модуляторы фазовых и амплитудных характеристик [16].

По типу и конструкции излучающей системы выделяют плазменные антенны линейного (вибраторного), щелевого, спирального, рупорного, линзового и зеркального типа, а также различные варианты плазменных

фазированных антенных решёток и «умных антенн» с управления диаграммой направленности [5]. Линейные плазменные антенны чаще всего реализуются на основе прямолинейных газоразрядных трубок, заполненных инертным газом и работающих в режимах, близких к тлеющему или ВЧ-разряду. В щелевых антеннах плазменные вставки могут частично или полностью перекрывать излучающие щели, изменяя их импеданс и эффективную длину, что позволяет управлять полосой пропускания и направленностью. Рупорные и зеркальные антенны с плазменными элементами применяются для широкополосного или управляемого формирования диаграммы, а спиральные плазменные антенны обеспечивают круговую или близкую к круговой поляризацию в заданном диапазоне частот.

По расположению плазмы в структуре антенны выделяют варианты с внешним, встроенным и распределённым размещением плазменных элементов. В конфигурациях с внешним размещением плазменные каналы или слои располагаются вне основной металлической структуры антенны и воздействуют на формирование излучения за счёт пространственного перераспределения поля (отражения, фокусировки, фазового управления). Встроенная (интегрированная) плазма размещается в непосредственной близости к точке питания или образует часть излучающей системы, частично или полностью заменяя металлические элементы, как это реализуется в газоразрядных вибраторных антеннах. В схемах с распределённой плазмой используются протяжённые плазменные столбы или массивы разрядов, расположенные вдоль или над антенной структурой, что обеспечивает возможность гибкого управления характеристиками излучения и согласования в широком диапазоне частот за счёт изменения длины, концентрации и пространственного профиля плазмы.

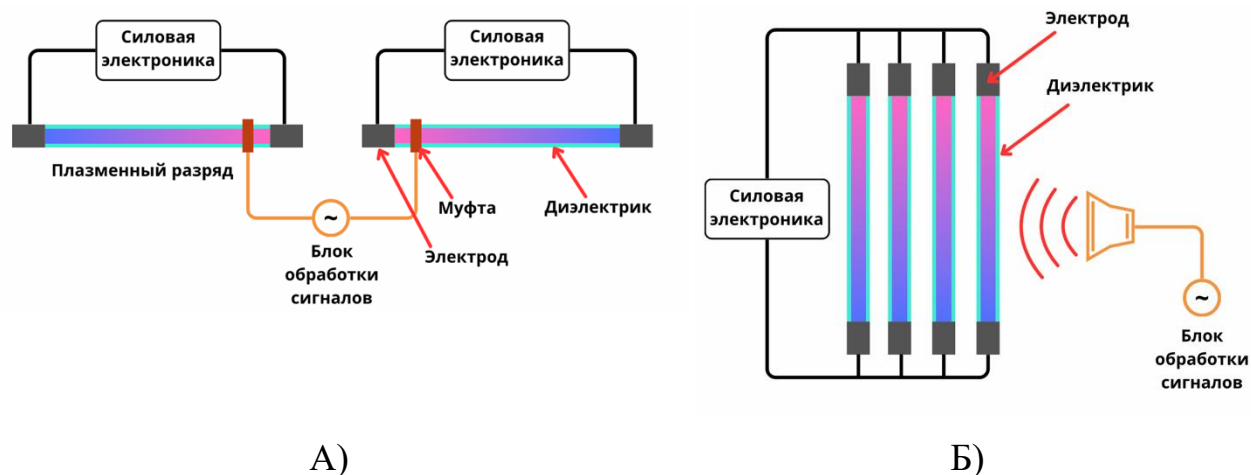


Рисунок 1.1 – Схемы включения а) активной ГПА; б) пассивной ГПА из работы [16].

На рисунке 1.1 представлены примеры активных и пассивных схем включения газоразрядных плазменных антенн (ГПА). В активных ГПА плазма непосредственно участвует в формировании излучения, заменяя металлический проводник и выполняя роль токонесущей среды в излучающем элементе (диполе, монополе, элементе решётки и т.п.). К таким антеннам относятся плазменные диполи (симметричные вибраторные антенны), монополи (несимметричные вибраторные антенны), антенны волнового канала (типа Яги–Уда), спиральные антенны и антенные решётки на основе газоразрядных трубок, в которых возможно управление частотой и диаграммой направленности за счёт изменения параметров плазмы. При этом из-за конечной проводимости и потерь в плазме их КПД и коэффициент усиления нередко уступают показателям оптимизированных металлических аналогов, особенно при реалистичных значениях частоты столкновений.

В пассивных ГПА плазма не является первичным источником излучения, а используется для управления электромагнитным полем, создаваемым внешней (как правило, металлической) антенной, выступая в роли отражателя, линзы, фазомодулирующей или экранирующей структуры. Такие системы обеспечивают динамическое управление диаграммой направленности, фазой и амплитудой отражённого или прошедшего сигнала без применения механических приводов и традиционных фазовращателей и

могут рассматриваться как прототипы плазменных интеллектуальных отражающих поверхностей.

Классификация ГПА также проводится по методам генерации и поддержания плазмы (ВЧ-, СВЧ-, тлеющие и поверхностные волновые разряды, лазерно-индуцированные плазменные каналы и др.), что существенно влияет на их конструктивные решения, диапазон рабочих частот и достигаемые радиотехнические характеристики.

Таблица 1.1. Характеристики активных и пассивных ГПА

Характеристика	Активные ГПА	Пассивные ГПА
Роль плазмы	Источник ЭМ-излучения	Управляющий, фокусирующий, рассеивающий или отражающий элемент для падающего сигнала
Наличие внешней антенны	Не требуется	Требуется (обычно диполь, рупор и т.п.)
Излучение	Плазма сама излучает	Плазма изменяет уже существующий сигнал
Управление	Через параметры плазмы (n_e , ν , длина)	Через параметры плазмы, фазовый сдвиг, включение элементов и форму распределения
Скрытность	Высокая (включение/выключение плазмы)	Умеренная
Примеры	Диполи, монополи, антенны Яги-Уда	Отражающие (рефлекторные) антенны и антенные

		решетки, линзы, пропускающий антенные решетки
--	--	---

1. Антенны на поверхностных электромагнитных волнах (ПЭВ). В антеннах этого типа излучение осуществляется за счет возбуждения и распространения поверхностных волн по границе сечения плазменной колонны (обычно цилиндрической геометрии) и диэлектрической стенки газоразрядной трубки (рисунок 1.2).



Рисунок 1.2 – Несимметричный вибратор на основе разряда, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной.

2. **Антенны на объемных плазменных резонансах.** Принцип действия данных антенн основан на возбуждении объемных резонансных мод (стоячих волн) внутри ограниченной плазменной области (сферы, цилиндра, полости). Резонансные частоты таких структур критически зависят от плазменной частоты $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$, что обеспечивает

широкополосную электронную перестройку рабочей частоты антенны и ее **направленных** свойств. Пионерские исследования антенн данного типа проводились в СССР и США в 1970-х гг., однако их практическая реализация существенно продвинулась с развитием технологий высокочастотного (ВЧ) и сверхвысокочастотного (СВЧ) разряда, а также импульсных методов управления плазмой.

3. **Плазменные фазированные антенные решётки (ПФАР).** Одним из наиболее сложных и функционально насыщенных классов плазменных антенн является фазированная плазменная антенная решетка, представляющая собой набор плазменно-излучающих элементов с контролируемыми электрофизическими параметрами. Изменение электронной концентрации n_e в отдельных элементах приводит к перераспределению фазового фронта излучения вдоль апертуры конструкции, что позволяет осуществлять электронное формирование и сканирование направленной картины без механического движения конструкции [4].
4. **Антенны на основе разомкнутых плазменных проводников.** В отличие от ПФАР, в котором используется коллективное фазовое управление излучением, в антеннах на основе открытых плазменных проводников плазменный столб действует как единый излучающий элемент. Такие антенны являются плазменными аналогами классических вибраторно-каркасных конструкций, при этом замена металлического проводника плазмой значительно снижает эффективную дисперсионную поверхность в пассивном состоянии, что обуславливает их применение в специализированных радиотехнических системах.
5. **Антенны с генерацией ионизированного канала в атмосфере.** Дальнейшим развитием идеи использования плазмы в качестве проводника излучения являются антенны, в которых непосредственно в окружающей атмосфере образуется ионизированный канал. В таких

системах длинный плазменный канал создается под воздействием мощных электрических, лазерных или микроволновых источников и служит временным линейным эмиссионным элементом, геометрия и срок службы которого определяются условиями возбуждения разряда.

6. Антенны в плазменных струях. В отличие от атмосферных ионизированных каналов в антеннах плазменных струй образуется направленный и относительно стабильный поток плазмы, параметры которого задаются режимом генерации разряда. Эта конфигурация позволяет рассматривать плазменную струю как управляемый излучающий элемент, потенциально подходящий для работы в условиях высоких температур, вакуума и агрессивных сред.

7. Гибридные плазменно-металлические антенны. Подводя итоги рассмотренных подходов, следует выделить гибридные плазменно-металлические антенны, в которых Плазменные элементы интегрированы с металлическими элементами для объединения преимуществ обоих типов излучателей. Такие конструкции позволяют сочетать высокую эффективность металлических элементов с адаптивностью и адаптивностью плазмы, расширяя функциональность антенных систем [8].

Анализ существующих конструктивных решений показывает, что в большинстве экспериментальных и прикладных реализаций плазменных антенн формирование плазмы осуществляется в ограниченном объеме с жёстко заданной геометрией, что обеспечивает воспроизводимость параметров и устойчивость режима работы. Наиболее распространённым и технологически отработанным подходом в этом контексте является использование газоразрядных трубок, что обуславливает целесообразность их детального рассмотрения в следующем разделе.

К настоящему времени в научной литературе описано значительное разнообразие конструкций плазменных антенн (ПА) на основе газоразрядных

трубок (ГРТ), работающих преимущественно в радиочастотном диапазоне ниже 30 ГГц [3].

Среди наиболее изученных реализаций следует выделить симметричные вибраторные антенны (полуволновые диполи) [5], несимметричные вибраторные антенны (четвертьволновые монополи) [6], антенны Яги-Уда [17], волноводно-щелевые антенны [23-25, 5], плазменные рамочные антенны [5], а также отражательные решетки [18], передающие решетки [19] и плазменные линзы [20]. Каждый из этих типов демонстрирует уникальные особенности, обусловленные использованием ионизированного газа в качестве проводящей среды.

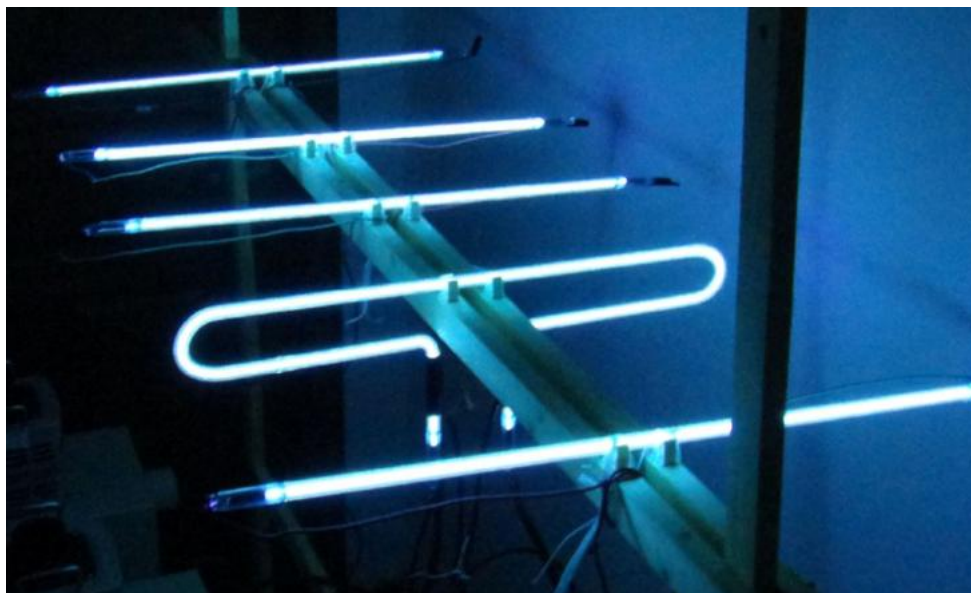


Рисунок 1.3 – Антенна типа «волновой канал» (антенна типа Яги-Уда)



Рисунок 1.4. – Плазменные рефлекторные антенны.

Важнейшим аспектом функционирования ГПА является метод генерации плазмы, который непосредственно влияет на рабочие характеристики антенны. Основные применяемые методы включают ионизацию постоянным током высокого напряжения, возбуждение полем волн сверхнизких (5-20 кГц) и очень низких частот, а также использование поверхностных высокочастотных (430 МГц) и сверхвысокочастотных (2,45 ГГц) волн [3]. От способов ионизации зависят параметры и характеристики антенны и конструкция и способ подачи сигнала.

Ключевые требования к системам генерации плазмы в ГПА включают: обеспечение необходимых значений ω_p и v с требуемым пространственным распределением, высокую энергетическую эффективность для конкурентоспособности с металлическими аналогами [1], минимальное количество металлических компонентов во избежание искажения диаграммы направленности [3], низкий уровень шумов и быстроедействие (время включения/выключения менее 1 мс) [9,15,27]. Типичные ГПА используют плазму, создаваемую в газах низкого давления (0,0075-7,5 Торр) внутри диэлектрических сосудов [4]. Наиболее распространенным рабочим газом является аргон, однако в исследованиях также применяются неон, криптон, ксенон, воздух, гелий, пары ртути и смеси Пеннинга [27-33]. Выбор газа определяется компромиссом между его ионизационными характеристиками, стоимостью и возможностью обеспечения стабильного разряда [34], причем более тяжелые газы (например, ксенон) позволяют достичь более высокой плазменной частоты благодаря увеличенной столкновительности [27]. На практике часто используются серийные холодно-катодные флуоресцентные лампы (CCFL) цилиндрической, U-образной или спиральной геометрии [4,15,34-36]. В таких лампах плазма с концентрацией $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ создается при разности потенциалов в сотни вольт между электродами [37,38], при этом применяются источники питания постоянного, импульсного постоянного или переменного (кГц-диапазона) тока [19,39,40]. Особый интерес представляет возбуждение флуоресцентных ламп в МГц-диапазоне,

позволяющее достигать концентраций плазмы до $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [15,22]. Альтернативный подход, минимизирующий помехи от проводящих элементов, основан на использовании поверхностных волн, распространяющихся вдоль диэлектрического сосуда [16]. Такие системы, работающие на частотах 430 МГц или 2,45 ГГц, обеспечивают плазменные концентрации $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с экспоненциальным уменьшением по трубке и соединяются через индуктивные/емкостные разъемы или сурфатрон с потребляемой мощностью до сотен ватт [48,49,54]. Среди специализированных методов генерации плазмы выделяются индуктивно связанные плазменные источники (ISIP), полые катодные разряды, емкостно связанные источники (ESI) и геликонные источники [50-53]. Несмотря на высокую эффективность, его использование ограничено задачами, требующими чрезвычайно низкой эффективной площади рассеяния (ЭПР) из-за сложности конструкции и большого размера [8,41]. Геометрические модификации плазменных излучателей включают U-образные, изогнутые дипольные и поперечные дипольные структуры [55-58], при этом U-образные антенны демонстрируют преимущества перед монополистами в виде компактности и упрощенного подключения источников питания [58,59]. Особый класс – плазменные волноводные антенны с контролируемой диаграммой направленности, исследованные в работах [41-44, 5].

Эти конструкции представляют собой комбинацию металлического волновода с излучающими щелями и диэлектрической трубки, внутри которой образуется плазменное образование. Управление диаграммой направленности осуществляется путем изменения фазовой скорости электромагнитной волны в волноводе путем регулирования концентрации плазмы, что достигается изменением параметров источника импульсов постоянного тока. Когда ток разряда увеличивается, направление главного лепестка диаграммы излучения смещается, что обеспечивает функциональность, аналогичную антенной решетке с фазированной решеткой, с более простой и экономичной конструкцией.

Одним из перспективных направлений являются плазменные зеркальные антенны [44-47], в состав которых входят рупорный облучатель и отражатель, выполненный на основе газоразрядных трубок. При подаче высоковольтных импульсов в газоразрядные трубки образуются плазменные столбы, которые образуют отражающую поверхность с динамически изменяющимися характеристиками. Таким образом, современные исследования демонстрируют высокую эффективность и потенциал плазменных антенн на основе газоразрядных труб, сочетающих в себе возможность оперативной настройки параметров, плохую радиолокационную заметность и относительную простоту реализации.

Дальнейшие сравнительные исследования показывают, что диаграммы рассеяния, образованные плазменным отражателем, хорошо соответствуют характеристикам металлических отражателей. При этом паразитные боковые лепестки в случае использования плазменно-отражающей поверхности уже и имеют меньшую амплитуду. Важно отметить, что рассеяние излучения плазменным отражателем происходит исключительно во время существования плазменного разряда.

В работах [44-47] в ходе численных и экспериментальных исследований плазменной зеркальной антенны для случаев E - и H -поляризации электромагнитной волны были получены зависимости коэффициента прохождения T от соотношения периода решетки из газоразрядных трубок d к длине излучаемой волны λ (5 см; $f=6$ ГГц) и угла падения электромагнитной волны.

Проведённый анализ показывает, что среди различных конструкций газоразрядных плазменных антенн особое место занимают плазменные несимметричные вибраторные антенны. Это обусловлено тем, что в таких системах конструктивная простота сочетается с высокой чувствительностью электродинамических характеристик к параметрам плазмы. Кроме того, именно ПНВА являются удобным объектом для исследования влияния пространственно неоднородного распределения концентрации электронов на

эффективную электрическую длину и диаграмму направленности антенны. По этой причине дальнейшее рассмотрение посвящено именно данному классу устройств.

1.2. Плазменные несимметричные вибраторные антенны

ПНВА представляют собой плазменный аналог классической несимметричной вибраторной антенны, широко используемой в радиотехнике в виде «монополя» над проводящей плоскостью. В традиционном случае излучающий элемент выполняется из металла и характеризуется фиксированными геометрическими и электрофизическими параметрами. В плазменной реализации металлический проводник заменяется газоразрядной трубкой, внутри которой формируется плазменный столб с конечной проводимостью, зависящей от концентрации электронов, частоты столкновений, состава газа и режима возбуждения. Вследствие этого ПНВА обладают не только геометрической, но и электрофизической реконфигурируемостью, что является их принципиальным преимуществом по сравнению с металлическими аналогами [1-3,7,11].

Использование плазмы в качестве токонесущей среды качественно изменяет физику работы несимметричного вибратора. Если в металлическом монополе распределение тока определяется главным образом геометрией проводника и условиями питания, то в ПНВА существенную роль начинает играть пространственное распределение параметров плазмы вдоль и поперёк газоразрядной трубки. Это приводит к тому, что эффективная электрическая длина антенны, её входное сопротивление, коэффициент усиления и диаграмма направленности становятся функциями не только длины излучателя, но и распределения концентрации электронов в плазменном столбе [48-50,75]. Именно данное обстоятельство определяет научный интерес к ПНВА как к объекту исследования.

Антенны вибраторного типа (диполи) являются практической реализацией элементарного излучателя – диполя Герца, впервые

использованного самим Герцем в своих исследованиях в 1886-1888 годах. Традиционно антенны вибраторного типа изготавливаются из металлических проводов, лент или трубок и питаются от двухпроводных фидеров и коаксиальных кабелей.

Вибраторные антенны могут быть симметричными и несимметричными, с различными параметрами и методами подачи.

К ним традиционно предъявляются следующие требования: возможная простота конструкции и эксплуатации; симметричная диаграмма направленности в плоскости E , круговая диаграмма направленности в плоскости H , низкий КСВН в линии питания в относительно широкой полосе рабочих частот; наличие регулировочных элементов, заданный уровень излучаемой спектральной концентрации мощности (для передающих антенн); высокий КПД.

Несимметричные вибраторные антенны являются модификацией вибраторных антенн (симметричного вибратора или диполя Герца), в которой одно плечо вибратора заменяется симметрирующим устройством (противовесом), например, дисковым экраном (рисунок 1.5).

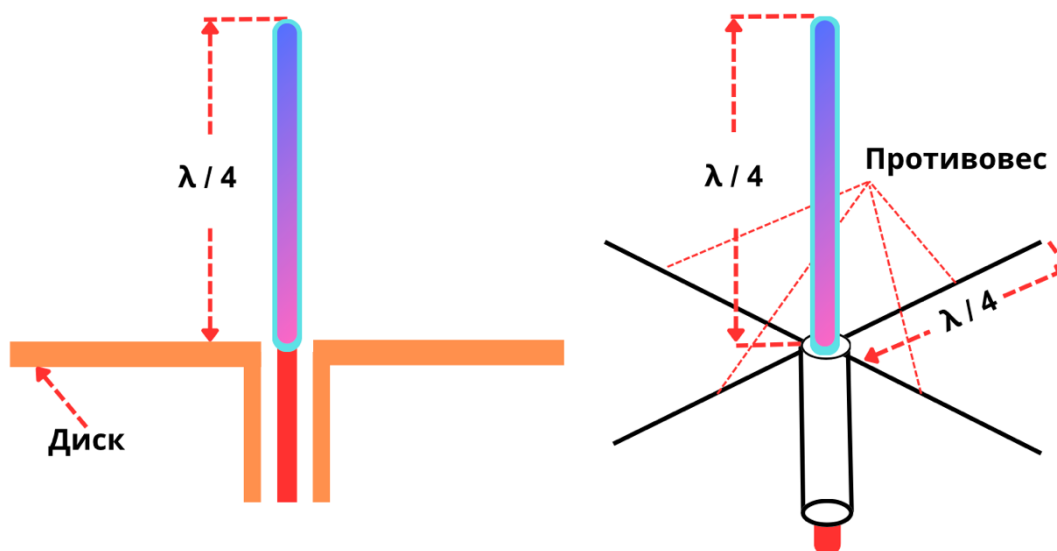


Рисунок 1.5 Несимметричные полуволновые вибраторы.

- а) несимметричный вибратор с круглым диском, б) несимметричный вибратор с четырьмя противовесами

Диаграмма направленности несимметричного вибратора состоит из излучения плеча вибратора и излучения волны, отраженной от экрана (излучения воображаемого источника). Эффективность антенны зависит от расстояния между вибратором и экраном, а также от диаметра самого экрана. Правильная настройка этих параметров позволяет лучше согласовать антенну и источник питания, а также увеличить коэффициент усиления. Диаметр экрана D оказывает значительное влияние на производительность антенны. Увеличение диаметра уменьшает ширину основного лепестка рисунка, концентрируя излучение в узком секторе, что особенно важно для приложений, требующих высокой направленности.

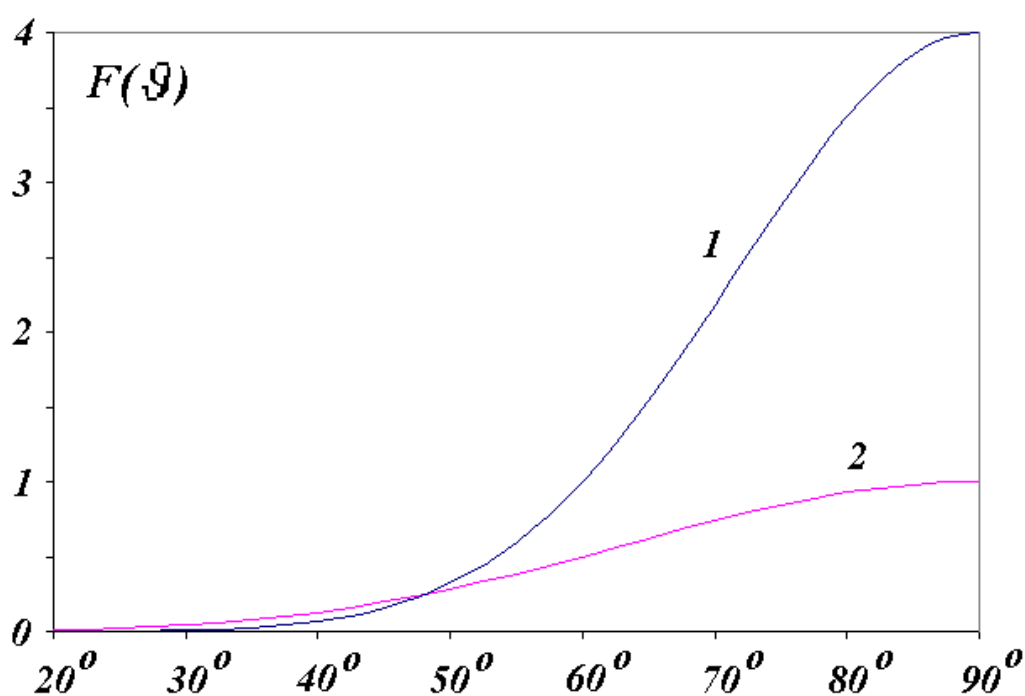


Рисунок 1.6 Диаграммы направленности симметричных вибраторов:

1 – полуволнового диполя, $2l = \lambda/2$; 2 – волнового диполя, $2l = \lambda$ [60].

Когда диаметр слишком велик, могут появиться боковые лепестки, которые ухудшают фокус излучения. Усиление антенны увеличивается с диаметром экрана, поскольку большая площадь отражающей поверхности возвращает больше энергии в полезное направление. Идеальный диапазон диаметра экрана обычно составляет от $\lambda/2$ до $1,5 \cdot \lambda$. Однако слишком маленький диаметр может ухудшить соответствие, так как экран

недостаточно влияет на токи в вибраторе, а сопротивление антенны может отклоняться от стандартов 50 Ом или 75 Ом. Не менее важным параметром является диаметр проводника вибратора. Увеличенный диаметр расширяет рабочий частотный диапазон за счет уменьшения добротности резонансной системы, что делает антенну менее чувствительной к изменениям частоты. Кроме того, более толстый проводник снижает потери тепла и повышает эффективность антенны. Однако слишком большой диаметр может усложнить конструкцию и соответствие. Несимметричный вибратор с круглым экраном широко используется в радиосвязи, включая диапазон УКВ, где важны компактность, высокая направленность и простота конструкции. Эти антенны используются в системах передачи FM-сигналов, спутниковом и наземном телевидении, мобильной связи и радарх. Правильная настройка параметров антенны обеспечивает оптимальное сочетание наведения, усиления и согласования, что делает ее эффективным решением для различных практических применений. Для достижения наилучшей производительности важно учитывать как теоретические исследования, так и практические условия эксплуатации.

Для плазменных несимметричных вибраторных антенн основные принципы функционирования сохраняются, однако конечная проводимость плазмы и неоднородность её распределения приводят к отклонению характеристик ПНВА от характеристик металлического монополя той же геометрии. Поэтому при анализе плазменных несимметричных вибраторов необходимо учитывать не только традиционные антенные соотношения, но и физику формирования плазменного столба.

Формирование плазмы в ПНВА может осуществляться различными способами: с помощью постоянного тока, импульсного высоковольтного разряда, высокочастотного и сверхвысокочастотного возбуждения, а также при использовании поверхностной электромагнитной волны. Каждый из этих подходов имеет свои конструктивные особенности, определяющие распределение концентрации электронов, длину плазменного столба,

характер ввода мощности и взаимодействие антенного сигнала с плазменной средой.

Для антенн, рассматриваемых в настоящей работе, наибольший интерес представляет возбуждение разряда поверхностной электромагнитной волной, поскольку именно этот режим обеспечивает сравнительно эффективное формирование протяжённого плазменного столба в газоразрядной трубке при умеренных уровнях подводимой мощности .

С физической точки зрения ПНВА представляет собой систему, в которой процессы формирования плазмы и процессы излучения электромагнитной волны оказываются тесно взаимосвязанными. В ряде конструкций один и тот же ВЧ- или СВЧ-сигнал одновременно участвует в поддержании разряда и выполняет роль антенного возбуждения. Такой подход позволяет уменьшить число вспомогательных элементов, снизить потери на промежуточных переходах и упростить конструкцию антенной системы. Вместе с тем совмещение функций возбуждения разряда и питания антенны требует особенно тщательного согласования входного тракта, поскольку распределение поля вблизи точки ввода энергии непосредственно влияет как на параметры плазмы, так и на характеристики излучения .

При рассмотрении ПНВА необходимо учитывать способ ввода высокочастотной энергии. На практике используются несколько основных схем: прямое контактное подключение через электроды, ёмкостная связь, индуктивная связь, волноводный ввод и возбуждение поверхностной электромагнитной волной. Прямое подключение отличается конструктивной простотой, однако наличие электродов вблизи или внутри плазменного столба может приводить к дополнительным потерям, локальному искажению разряда и ухудшению электродинамических характеристик. Индуктивная и ёмкостная связи позволяют обеспечить электрическую развязку между источником сигнала и плазмой, однако при этом возрастает роль паразитных ёмкостей, индуктивностей и переходных участков. Волноводный ввод и возбуждение поверхностной волной наиболее эффективны в диапазоне

высоких и сверхвысоких частот, поскольку обеспечивают достаточно высокий коэффициент передачи мощности и более предсказуемое распределение электромагнитного поля .

Особое место среди способов возбуждения ПНВА занимает возбуждение поверхностной электромагнитной волной. В этом случае волна распространяется вдоль границы раздела плазма–диэлектрик и обеспечивает перенос энергии вдоль трубки по мере развития разряда. Такой механизм позволяет формировать протяжённый плазменный канал без необходимости использования дополнительных внутренних электродов по всей длине излучателя. Существенным преимуществом данного подхода является то, что распределение плазмы формируется в естественной связи с распределением поля возбуждающей волны. Именно поэтому антенны на основе поверхностных волн являются удобным объектом для исследования влияния пространственного распределения концентрации электронов на характеристики излучения [48-50,54].

Следует, однако, подчеркнуть, что даже в системах с возбуждением поверхностной волной плазма, как правило, распределена вдоль трубки неравномерно. По мере удаления от области ввода мощности концентрация электронов обычно уменьшается, что связано с затуханием поверхностной волны, расходом энергии на поддержание ионизации и столкновительными потерями. В результате проводимость плазменного столба снижается к удалённым участкам излучателя, и его эффективная электрическая длина может оказаться существенно меньше геометрической. Для ПНВА это имеет принципиальное значение, поскольку именно конечность и неоднородность проводящей среды отличают плазменный монополю от металлического [48-50].

В литературе описаны различные конструктивные варианты ПНВА, различающиеся геометрией трубки, способом ввода мощности, частотным диапазоном и рабочими режимами. Наиболее распространены конструкции, близкие к четвертьволновому монополю, в которых плазменный столб

располагается перпендикулярно проводящему экрану. Такие системы сравнительно просты для реализации и позволяют исследовать основные закономерности формирования излучения. Наряду с ними используются волновые конфигурации, в которых длина плазменного столба сравнима с длиной волны или превышает четвертьволновую длину. Для подобных антенн особенно существенно влияние распределённого возбуждения и пространственной неоднородности плазмы.

Конструкция ПНВА с индуктивной связью с генератором через микрополосковую линию (схема на рисунке 1.8) использовалась для исследования характеристик разряда плазменной антенны [61].

Возбуждение и поддержание плазменного столба осуществляется излучением передатчика на открытом конце коаксиального кабеля, соединенного через элемент связи с диэлектрической трубкой диаметром 20 мм, заполненной газом. Плазма создавалась в аргоне при давлении 1–3 торр (130 – 400 Па).

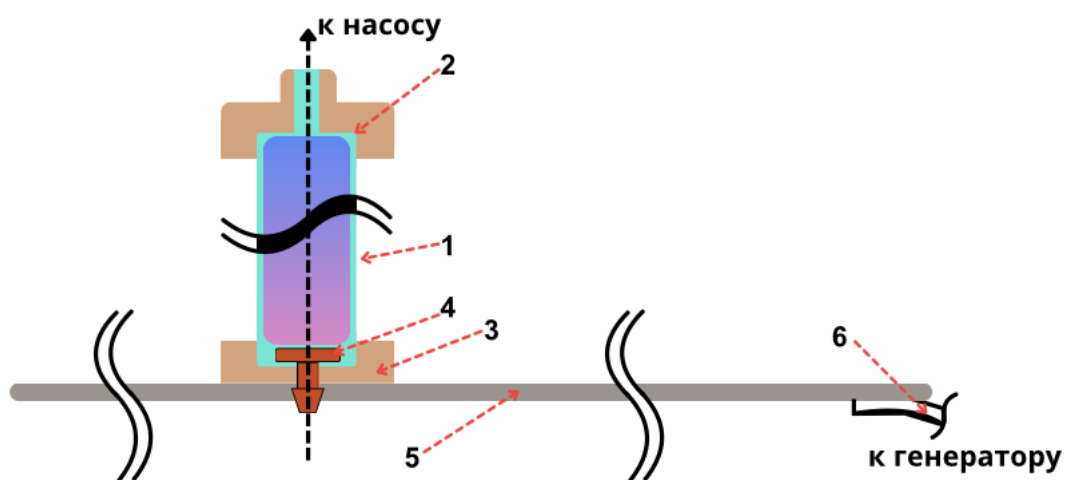


Рисунок 1.8 – Схема экспериментальной установки для исследования характеристик разряда плазменной антенны: 1 – кварцевая трубка; 2, 3 – диэлектрическая пробка; 4 – электрод; 5 – согласующая линия; 6 – генератор[61].

В работе [61] рассматриваются характеристики разряда и плазмы антенны, однако характеристики самой антенны, такие как диаграмма направленности и излучаемая мощность, не исследовались. В работе [61]

представлены результаты исследований спектральных характеристик вибраторных плазменных антенн. Показано, что в спектре излучаемого сигнала плазменной антенны присутствуют вторая и третья гармоники несущей частоты, что отличает ПНВА от аналогичных металлических антенн.

Данная схема не обладает значительными преимуществами по сравнению с ранее рассмотренными решениями. К её недостаткам можно отнести наличие электрода в плазме и несколько промежуточных преобразований волны в местах соединения коаксиального кабеля и электрода с микрополосковой линией. Такое конструктивное исполнение приводит к дополнительным потерям и искажениям сигнала.

Емкостная связь с использованием ВЧ/СВЧ соединительных муфт (sleeve, согласно английской терминологии) является широко распространенным решением в высоковольтных устройствах (ПНВА), а также в системах передачи высокочастотных и сверхвысокочастотных сигналов. Эти муфты обеспечивают эффективную связь между компонентами системы, минимизируя потери сигнала и обеспечивая надежную электрическую изоляцию. Принцип действия емкостных муфт основан на явлении емкостной индукции, которое позволяет передавать электрический сигнал между двумя проводниками через диэлектрик без физического контакта. Это обеспечивает высоковольтную изоляцию во время передачи сигнала. Конструктивно емкостная муфта состоит из двух электродов, разделенных изоляционным материалом с высокими диэлектрическими характеристиками.

Емкостные соединения обладают рядом преимуществ. Во-первых, они обеспечивают электрическую изоляцию, которая имеет решающее значение для предотвращения электрического пробоя и обеспечения безопасного разделения между источником высокого напряжения и низковольтной частью цепи. Во-вторых, эти устройства обладают высокой пропускной способностью и работают в широком диапазоне частот, включая

радиочастотный и микроволновый диапазоны, что делает их универсальными для современных систем связи и измерительных приборов. Третьим преимуществом является минимизация потерь сигнала: конструкция муфт обеспечивает низкие потери в емкостной связи, что особенно важно для высокочастотных сигналов, чувствительных к затуханию. Кроме того, емкостные муфты отличаются высокой надежностью и долговечностью благодаря использованию современных материалов, устойчивых к значительным перепадам температур, влажности и электромагнитным воздействиям.

Емкостные муфты используются в различных областях применения. В высоковольтных измерительных системах они используются для передачи сигналов от высоковольтного оборудования к измерительным приборам, обеспечивая точность измерений и защиту оборудования. В системах радиочастотной связи емкостные соединения используются для обеспечения надежного соединения между такими компонентами, как антенны, фильтры и усилители. Кроме того, в энергосистемах, особенно в высоковольтных линиях электропередачи, емкостные соединения играют решающую роль в системах мониторинга и диагностики.

Плазменная несимметричная вибраторная антенна с коаксиальным сигнальным входом основана на использовании разрядов, возбуждаемых поверхностной электромагнитной волной, что позволяет эффективно передавать радиочастотную энергию в плазму. Основным элементом этой антенны является газоразрядная трубка из диэлектрического материала, внутри которой создается плазма. Внешний проводник коаксиального кабеля подключен к одному из электродов, расположенных на трубке, а внутренний проводник - к другому электроду. Такая конструкция обеспечивает простоту и стабильное возбуждение плазмы.

В настоящей работе рассматриваются две характерные конфигурации ПНВА. Первая конфигурация (Рисунок 1.9) представляет собой четвертьволновой ПНВА ($\lambda/4$ ПНВА). Длина трубки составляет 160 мм, что

соответствует $\lambda/4$ при рабочей частоте $f_0 = 445$ МГц ($\lambda \approx 673$ мм, $\lambda/4 \approx 168$ мм; с учётом укорочения $l_{\text{res}} = 16,5$ см). Внешний диаметр трубки – 12 мм, материал – боросиликатное стекло с $\epsilon_d = 4,5-5$. Рабочий газ – смесь аргона с парами ртути (Ar + Hg) при давлении $p = 1-3$ Торр. Возбуждение разряда осуществляется коаксиальным вводом ВЧ-мощности от источника Vertex VX-2100 через аттенюатор с мощностью $P = 45$ Вт (номинал) или 22,5 Вт (режим –3 дБ). Заземляющий экран – медный круговой диаметром $D \approx 200-250$ мм. Конструктивная особенность: нижний торец трубки с коаксиальным разъёмом примыкает к экрану, верхний торец открыт.

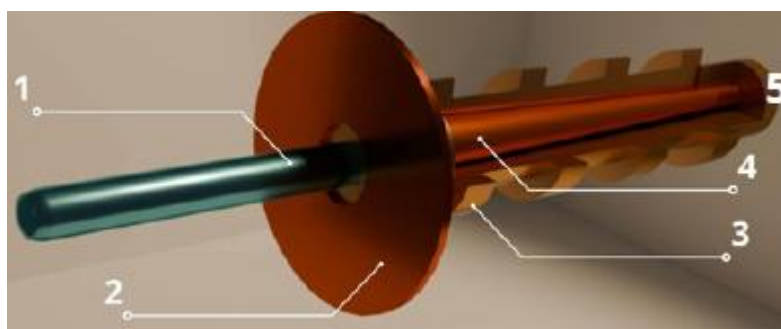


Рисунок 1.9 – Конструктивная схема $\lambda/4$ ПНВА: 1 – трубка с плазмой, 2 – медный экран, 3 – цилиндрический волновод, 4 – медное согласующее устройство, 5 – разъём к источнику Vertex VX-2100

Вторая конфигурация (Рисунок 1.10 (а)) волновая ПНВА (λ ПНВА). Для реализации распределенного возбуждения разработана конфигурация на основе поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ). Длина трубки из боросиликатного стекла $d=25$ составляет 700 мм $\approx \lambda$ при $f_0=445$ МГц, рабочая среда – Ar + Hg при $p=2-3$ Торр. Разряд инициируется сурфатроном (Рисунок 1.10 (б)), формирующим ПЭВ на границе плазма–диэлектрик от источника Vertex VX-2100 ($P=45$ Вт). Сурфатрон размещен у основания трубки; генерируемая им ПЭВ распространяется вверх по всей длине, обеспечивая равномерную ионизацию газа. При этом тот же сигнал, формирующий ПЭВ, функционирует как антенный, что минимизирует потери и повышает коэффициент полезного действия системы.

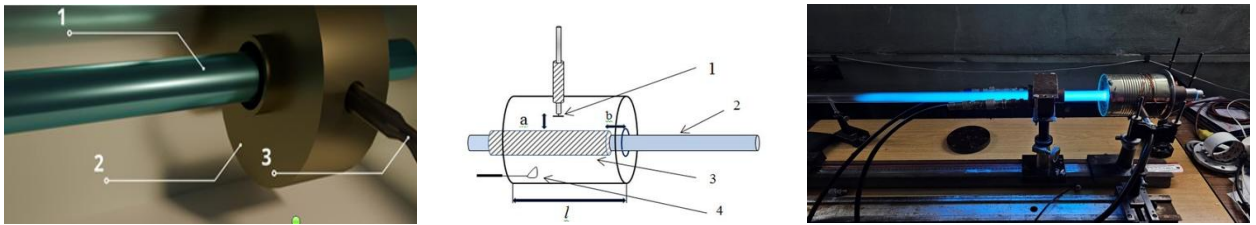


Рисунок 1.10 Конструктивная схема а) λ ПНВА: 1 – трубка с плазмой, 2 – сурфатрон, 3 – коаксиальная запитка, с устройством б) сурфатрона: 1-согласующая медная пластина, 2- газоразрядная трубка с плазмой, 3- металлическая трубка, 4- петлевая антенна. в) Волновая антенна с параметрами $r_a = 12$ мм; $r_b = 13$ мм; $L = 90$ см. Газовые смеси: инертные газы(Ar, Ne) $1.5 \div 3$ Торр + пары ртути 10^{-2} Торр.

В связи с этим для исследования ПНВА в настоящей работе предпочтение отдаётся конфигурациям, в которых число промежуточных элементов минимально, а возбуждение плазмы максимально согласовано с антенной функцией. Такой подход позволяет более корректно связать измеряемые антенные характеристики с распределением параметров плазмы и уменьшить влияние побочных факторов, обусловленных особенностями системы питания.

При рассмотрении плазменных несимметричных вибраторных антенн необходимо учитывать и частотный диапазон их работы. Для четвертьволновых и волновых ПНВА диапазон частот определяется не только геометрией трубки, но и электрофизическими параметрами плазмы. В отличие от металлической антенны, где резонанс в первом приближении задаётся длиной проводника, в плазменной антенне резонансная частота зависит также от концентрации электронов и частоты столкновений, определяющих эффективную проводимость излучателя. Поэтому изменение мощности накачки, давления газа или способа возбуждения способно приводить к изменению резонансной длины и, следовательно, к смещению рабочих характеристик антенны [48-50,75].

Ещё одной важной особенностью ПНВА является возможность быстрого изменения режима работы. При выключении разряда плазменный столб исчезает, и излучающий элемент фактически перестаёт существовать, что приводит к резкому снижению эффективной площади рассеяния по сравнению с металлическим аналогом. При включении разряда антенна вновь приобретает свойства проводящего излучателя. Это открывает возможности для создания реконфигурируемых антенных систем с высокой скрытностью, управляемой диаграммой направленности и быстро изменяемыми радиотехническими параметрами [2-4,9,15]. Вместе с тем реализация этих преимуществ требует детального понимания того, каким образом конкретная конструкция ПНВА связана с распределением параметров плазмы в трубке.

Таким образом, плазменные несимметричные вибраторные антенны представляют собой удобный и физически содержательный класс плазменных антенных систем, в которых процессы генерации плазмы, распространения поверхностной волны и формирования излучения оказываются тесно взаимосвязаны. Простота геометрии, возможность варьирования длины плазменного столба, а также высокая чувствительность к распределению концентрации электронов делают ПНВА удобным объектом для экспериментального и численного исследования. Именно поэтому в настоящей диссертационной работе основное внимание уделяется четвертьволновой и волновой конфигурациям ПНВА, для которых далее рассматриваются особенности формирования плазменного столба и влияние параметров плазмы на характеристики излучения [48-50,54,75].

Для понимания физических процессов в ПНВА и возможности управления их характеристиками, необходимо рассмотреть влияние параметров плазмы на характеристики антенны.

1.3. Влияние параметров плазмы на характеристики плазменных антенн

Принципиальное отличие плазменных антенн от традиционных металлических антенн состоит в том, что их электродинамические параметры определяются свойствами плазмы и могут изменяться в процессе работы устройства. К числу основных параметров относятся концентрация электронов n_e , частота столкновений ν и плазменная частота ω_p . Изменение условий разряда позволяет управлять этими величинами, а следовательно, и характеристиками антенны, что открывает возможность создания перестраиваемых и адаптивных антенных систем [48–50, 63–66].

Одним из ключевых параметров, определяющих работу плазменной антенны, является концентрация электронов n_e в плазменной столбе. Она влияет на излучаемую мощность, коэффициент усиления, резонансные свойства и полосу пропускания антенны. В работах [48–50, 63–66] показано, что зависимость этих характеристик от n_e носит нелинейный характер. На рисунке 1.9 приведены характерные примеры таких зависимостей: для них можно выделить три участка — область почти линейного роста, область нелинейного перехода и область насыщения, где дальнейшее увеличение концентрации электронов уже слабо влияет на характеристики антенны.

Распределение концентрации электронов в плазменной антенне обычно неоднородно в пространстве. С увеличением расстояния от источника возбуждения n_e уменьшается, что приводит к снижению локальной проводимости плазмы и изменению распределения тока вдоль излучателя. В результате должны изменяться коэффициент усиления, входные характеристики и характеристик направленности антенны. Поэтому при анализе плазменных антенн необходимо учитывать не только среднее значение n_e , но и её пространственное распределение вдоль и поперёк плазменного столба и влияния этих распределений на характеристики антенны. Это включает в себя анализ распределения электропроводности

вдоль плазменного столба, понимание взаимосвязи между неоднородностью плазмы и диаграммой направленности антенны и уровнями боковых лепестков, а также рассмотрение влияния тонкого распределения на нелинейные искажения и генерацию гармоник. Такой подход позволит нам разрабатывать более эффективные конструкции плазменных антенн и контролировать их характеристики с высокой точностью.

Для количественного описания электродинамических свойств плазмы обычно используют модель Друде. В рамках классической модели свободных электронов, принимая во внимание их взаимодействие с ионами и столкновения, которые приводят к ослаблению и потере энергии. Зависимость проводимости плазмы от концентрации частиц может быть выражена в терминах основных параметров плазмы, что позволяет количественно описать процессы, происходящие в плазменной антенне.

В рамках этой модели сначала вводится плазменная частота

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.1)$$

где: n_e – концентрация электронов в плазме, e – заряд электрона ($1,6 \times 10^{-19}$ Кл), m_e – масса электрона ($9,1 \cdot 10^{-31}$ кг).

В отсутствие внешнего магнитного поля относительная комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы определяется выражением:

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (1.2)$$

где ω – угловая частота волны; ω_p^2 – плазменная частота; ν – частота столкновений; i – мнимая единица. Частота столкновений зависит от макроскопических параметров плазмы и может быть представлена в виде [7]:

$$\nu = p_0 K(T_e), \quad (1.3)$$

Электропроводность плазмы определяется как величина обратная диэлектрической проницаемости.

Характеристики плазменной антенны регулируются путем изменения параметров плазмы, в первую очередь концентрации электронов n_e . В

работах [48-50, 63-66] была получена нелинейная зависимость мощности излучения, коэффициента усиления и других параметров антенны от концентрации плазмы n_e . Некоторые из этих зависимостей показаны на рисунке 1.9, и все графики можно разделить на три части: линейный рост, нелинейный изгиб и выравнивание. Важно учитывать эти нелинейные зависимости для изучения физических процессов в плазменных антеннах и управления их характеристиками.

Изменение концентрации n_e в плазме влияет не только на мощность излучения и коэффициент усиления, но и на диаграмму направленности и поляризацию сигнала. Например, в исследованиях плазменных фазированных антенных решеток было показано, что локальные изменения в n_e позволяют осуществлять динамическую реконфигурацию диаграммы направленности антенны, повышая возможности адаптивных систем связи. В антеннах, использующих поверхностные электромагнитные волны, пространственное распределение концентрации плазмы вдоль колонны влияет на условия возбуждения и распространения этих волн и, следовательно, на КПД антенны.

Кроме того, в работах [67,68] экспериментально были обнаружены нелинейные искажения сигнала, излучаемого плазменными антеннами. Эти искажения проявляются в виде усиления множества гармоник несущей частоты, которые могут существенно влиять на спектральные характеристики передаваемого сигнала. Этот эффект особенно заметен в высокочастотном и микроволновом диапазонах, где изменения тонкости приводят к резонансным эффектам в плазменном столбе.

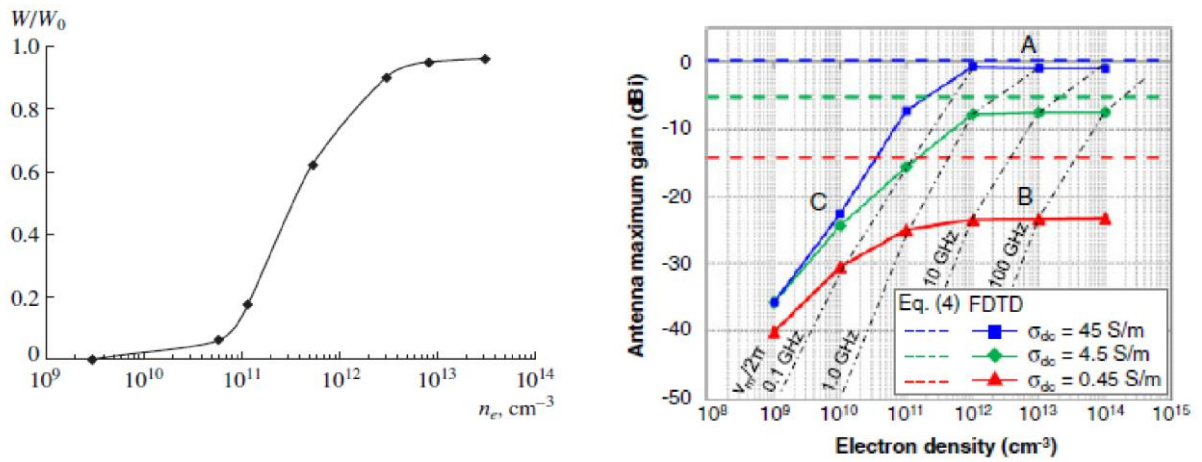


Рисунок 1.9. Зависимость излучаемой мощности ПНВА (а) [48] и коэффициента усиления (б) [65] от концентрации плазмы n_e .

Ключевой особенностью плазменных антенн является неравномерное пространственное распределение концентрации плазмы в газоразрядной трубке. Концентрация электронов в плазме, n_e , не является постоянной величиной, а имеет пространственное распределение как в продольном, так и в радиальном направлениях. В газоразрядных плазменных антеннах это распределение определяется параметрами газового разряда, такими как давление газа, мощность возбуждения и геометрия разрядной трубки. В этой области существуют два основных направления исследований. Первое направление связано с анализом осевого распределения концентрации электронов $n_e(z)$ и его влияния на входные параметры антенны, включая входное сопротивление, коэффициент отражения и согласование. Второе направление сосредоточено на изучении радиального профиля $n_e(r)$ в цилиндрических газоразрядных трубках. Это пространственное распределение оказывает значительное влияние на распространение электромагнитных волн в плазменном столбе. Следовательно, для оптимизации работы плазменной антенны необходимо учитывать пространственное распределение концентрации электронов и ее влияние на ключевые параметры устройства.

На рисунке 1.10 представлена зависимость диэлектрической проницаемости плазмы ϵ_p от частоты f в диапазоне от 2 до 18 ГГц.

Анализируя поведение ϵ_p , можно выделить два характерных режима. В проводящем режиме, когда $f < f_p$, действительная часть диэлектрической проницаемости отрицательна, что свидетельствует о металлическом характере плазмы, при котором электромагнитные волны затухают. В диэлектрическом режиме, который реализуется при $f > f_p$, действительная часть становится положительной, что указывает на способность плазмы пропускать электромагнитные волны без значительного поглощения, аналогично обычным диэлектрикам.

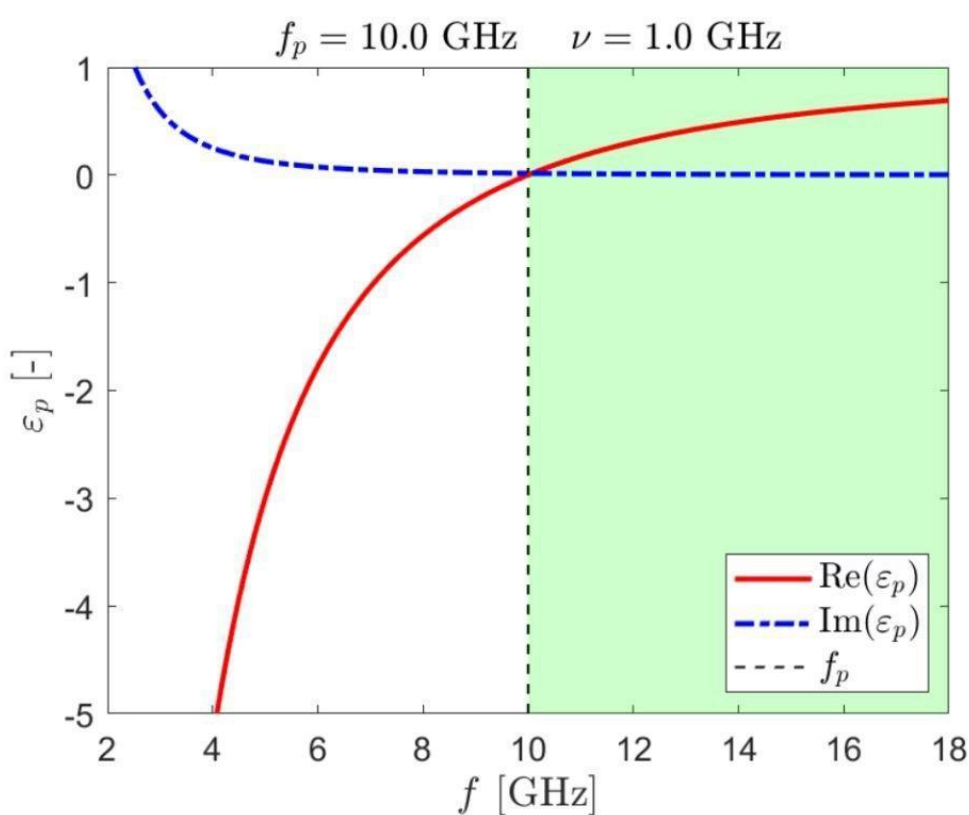


Рисунок 1.10 Зависимость диэлектрической проницаемости плазмы ϵ_p от частоты f в диапазоне от 2 до 18 ГГц.

Мнимая часть диэлектрической проницаемости, связанная с потерями, остается относительно небольшой и практически постоянной при увеличении частоты. Диэлектрический режим выделен на графике зеленым цветом. Этот результат демонстрирует частотно-зависимый переход между проводящим и диэлектрическим состояниями, что имеет решающее значение для

проектирования устройств на основе газоразрядной плазмы. Параметры плазмы: $n_e = 1,24 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $p_0 = 0,33 \text{ мбарр}$, $T_e = 3 \text{ эВ}$.

Согласно модели Друде, различие между металлом и низкотемпературной газоразрядной плазмой определяется прежде всего различием характерных значений концентрации носителей заряда и частоты столкновений [43]. В металлах концентрация свободных носителей заряда электронов достигает порядка 10^{21} см^{-3} , что определяет значения плазменной частоты $\omega_p \approx 10^{15} \text{ Гц}$ и частоты столкновений $\nu \approx 10^{14} \text{ Гц}$ [35]. Для радиочастотного диапазона (например, при $f \leq 30 \text{ ГГц}$) выполняется соотношение $f \ll \nu \approx \omega$, при котором диэлектрическая проницаемость среды ϵ_p принимает почти мнимые значения, а электропроводность σ_p оказывается порядка 10^7 См/м . В таких условиях радиочастотное излучение в металлах поглощается на расстояниях от нескольких микрометров до миллиметров вследствие омических потерь, но может распространяться вдоль поверхности проводников [43].

В газоразрядной плазме ключевые параметры существенно отличаются: концентрация заряженных частиц составляет порядка 10^{12} см^{-3} , что соответствует плазменной частоте $\omega_p \approx 10^{10} \text{ Гц}$ и частоте столкновений $\nu \approx 10^8 \text{ Гц}$. Давление нейтрального газа при этом находится в диапазоне миллибар. В отличие от металлов, в плазме выполнение условия $\nu < f \approx \omega_p$ приводит к принципиально иным механизмам распространения радиочастотных волн. В частности, если $f > \omega_p$, электромагнитные волны могут свободно распространяться в плазменной среде, поскольку $\text{Re}(\epsilon_p) > 0$. В противном случае наблюдается экспоненциальное затухание сигналов [13]. Эти режимы, соответствующие диэлектрическому и проводящему состояниям, наглядно представлены на рисунке 1.10, где их границы обозначены зеленой и белой областями соответственно. В данном случае электропроводность плазмы σ_p обычно не превышает 100 См/м , что значительно ниже, чем у металлов. Учет различий в распространении

электромагнитных волн в плазме и металлах является фундаментальным аспектом при проектировании ПНВА и анализе их характеристик.

В присутствии внешнего статического магнитного поля с индукцией B_0 диэлектрическая проницаемость ϵ_p приобретает анизотропный тензорный характер [69]. В данном случае её выражение включает дополнительный параметр – циклотронную частоту ω_p , определяемую по следующему соотношению [7].

Регулировка параметра B_0 возможна за счёт изменения тока в электромагнитных катушках (например, в соленоидах), что позволяет гибко управлять свойствами плазменной среды [8]. Процессы распространения электромагнитных волн в замагниченной плазме имеют сложный характер из-за её анизотропных свойств. В таких условиях возникают различные волновые моды, резонансные явления и частоты отсечки, которые следует учитывать при анализе распространения волн в свободном пространстве [70].

Следует также отметить, что в ряде исследований рассматривались уточнённые выражения для ϵ_p , полученные на основе моделей тёплой [71] и горячей плазмы [72], [73]. Однако сравнительный анализ показал, что при большинстве практически значимых условий расчётные результаты незначительно отличаются от модели холодной плазмы [73], [74].

Характеристика плазменной среды и её влияние на распространение электромагнитных волн напрямую определяют возможности создания различных типов плазменных антенн. Развитие таких устройств основано на принципах взаимодействия волн с плазменными структурами, включая поверхностные и объёмные резонансные явления. Особый интерес представляют антенны на поверхностных электромагнитных волнах (ПЭВ), а также конструкции, использующие объёмные плазменные резонансы.

Основным параметром, определяющим характеристики антенны, является концентрация электронов n_e в плазменной трубке. Этот параметр влияет на излучаемую мощность, коэффициент усиления и полосу пропускания антенны. Исследования показали, что зависимость

характеристик антенны от n_e носит нелинейный характер. В работах [48-50, 63-66] выделены три характерные зоны: линейный рост, нелинейный изгиб и насыщение. Вначале параметры антенны пропорциональны росту n_e , затем переходят в нелинейный режим с уменьшающейся эффективностью увеличения, а затем выходят на плато, где дальнейшее увеличение концентрации электронов не оказывает значительного влияния. Это связано с насыщением проводимости и перераспределением концентрации заряженных частиц в плазме.

В работах [67,68] отмечены нелинейные искажения сигналов, излучаемых плазменными антеннами, включая усиление кратных гармоник несущей частоты. Однако детальный анализ этих искажений остаётся нерешённой задачей, что подчёркивает важность учёта нелинейных процессов в плазме при проектировании и эксплуатации таких антенн.

Распределение концентрации электронов в плазменной антенне, как правило, является пространственно неоднородным. По мере удаления от источника возбуждения n_e уменьшается, что приводит к снижению проводимости плазмы и изменению характеристик антенны. Например, в удалённых участках снижение концентрации электронов может уменьшить коэффициент усиления и излучаемую мощность. Для повышения эффективности антенны необходимо учитывать распределение n_e и его влияние на характеристики. Это требует анализа распределения проводимости вдоль плазменного столба, связи неоднородности плазмы с диаграммой направленности и уровнями побочных лепестков, а также влияния распределения n_e на нелинейные искажения и появление гармоник. Такой подход позволит разрабатывать более эффективные конструкции плазменных антенн и управлять их характеристиками с высокой точностью.

Ряд исследований показывает, что для плазменных антенн, возбуждаемых поверхностной волной, продольная концентрация, как правило, убывает по мере удаления от области ввода энергии [35–38, 40]. В зависимости от длины плазменного столба и условий возбуждения такой

спад может быть относительно слабым или, напротив, весьма выраженным, что должно приводить к уменьшению эффективной электрической длины излучателя и изменению диаграммы направленности антенны.

Не менее важным является радиальное распределение концентрации $n_e(r)$. Для цилиндрических плазменных столбов в работах [16, 41–43] показано, что поперечный профиль может изменяться от почти однородного до существенно неоднородного, включая распределения с максимумом на оси и с кольцевой структурой. Такие различия непосредственно влияют на распределение тока по сечению, ближнее поле и форму диаграммы направленности. Следовательно, радиальная структура плазмы должна рассматриваться как отдельный физический фактор, а не как второстепенная деталь расчётной модели

В качестве одного из характерных примеров в работе [75] рассмотрены характеристики несимметричной плазменной антенны, возбуждаемой поверхностной волной в аргоне при мощности возбуждения 60 Вт и давлении 0,4 мБар на частоте 500 МГц. На рисунке 1.11 приведены результаты численного исследования влияния радиального и осевого распределения концентрации в плазменном столбе на входное сопротивление, коэффициент усиления, КПД на частотах до 250 МГц и направленность антенны на частоте 200 МГц. Показано, что форма профиля концентрации оказывает влияние на значения импеданса, усиления, эффективности и направленности излучения. В частности, более выраженный градиент концентрации приводит к ухудшению характеристик по сравнению с моделью с постоянной концентрацией. Эти результаты подтверждают необходимость учёта неоднородного распределения плазмы при проектировании и анализе плазменных антенн.

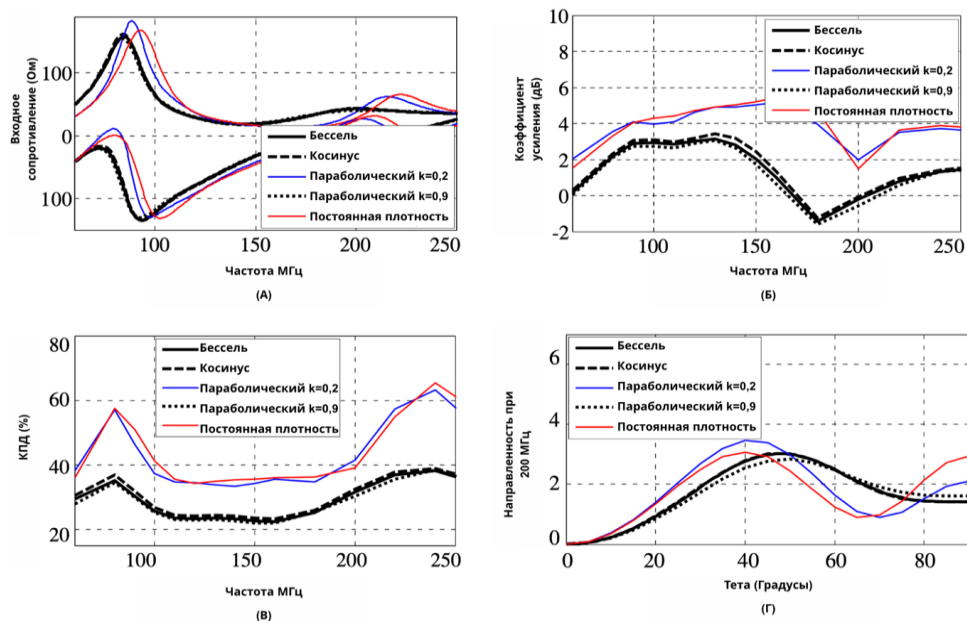


Рисунок 1.11 Влияние радиального и осевого распределения концентрации в плазменном столбе на параметры антенны: (а) входное сопротивление, (б) коэффициент усиления, (в) КПД, (г) направленность на частоте 200 МГц.

Анализ литературы показывает, что характеристики плазменной антенны определяются совокупным действием средней концентрации электронов, столкновительных потерь и пространственной неоднородности плазмы. При этом именно пространственное распределение $n_e(r,z)$ остаётся фактором, который в существующих работах исследован недостаточно последовательно, особенно применительно к плазменным несимметричным вибраторным антеннам. Современные работы по плазменным антеннам, как правило, ограничиваются либо аналитическими и численными исследованиями пространственного распределения концентрации плазмы и его влияния на характеристики антенны (входное сопротивление, коэффициент усиления и эффективность), либо экспериментальным изучением продольного распределения плазмы в антеннах для отдельных частот генерации плазмы и возбуждения антенны (6, 164, 465 МГц и 2,45 ГГц). При этом отсутствовали комплексные исследования, в которых экспериментально измеренное пространственное распределение электронной концентрации плазмы в газоразрядной трубке использовалось бы в качестве

входных данных для последующего численного моделирования характеристик плазменных антенн. Это обстоятельство определяет логику последующих глав диссертации, где экспериментально и численно исследуется влияние аксиального и радиального распределения концентрации электронов на характеристики ПНВА.

Выводы по главе 1

Проведён анализ существующих классификаций плазменных антенн на основе газоразрядных трубок. Установлено, что классификация по способу создания и типу плазмы, характеру взаимодействия с электромагнитным полем, типу конструкции и расположению плазмы охватывает широкий спектр реализаций – от активных вибраторных и щелевых антенн до пассивных отражательных решёток, линз и управляемых поверхностей. В подавляющем большинстве экспериментальных и прикладных систем в качестве рабочей среды используется плазма в газоразрядных трубках с инертными газами (аргон, неон, ксенон) при давлениях до 7,5 Торр.

2. На основании анализа литературных данных показано, что активные газоразрядные плазменные антенны, в которых плазменный столб непосредственно выполняет роль излучающего элемента, принципиально отличаются от пассивных конфигураций, использующих плазму как управляемый отражатель, фазосдвигающий или экранирующий элемент. Ключевым преимуществом активных ГПА является возможность почти мгновенного (за время около 1 мс) включения и выключения излучателя, обеспечивающего высокую скрытность и адаптивность антенной системы.

3. Рассмотрены основные конструкции плазменных несимметричных вибраторных антенн (ПНВА). Установлено, что в таких антеннах плазменный столб выполняет роль проводящего плеча несимметричного вибратора, а формирование и поддержание плазмы совмещено с возбуждением антенного сигнала. Наиболее часто используемым методом

является возбуждение разряда поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ), обеспечивающей необходимую концентрацию электронов, стабильность разряда и высокий КПД системы при относительно низких мощностях накачки.

4. Проанализированы основные методы ввода высокочастотного сигнала в ПНВА – ёмкостная и индуктивная связь, волноводный ввод, прямое контактное подключение. Показано, что каждый метод имеет свои области применения: для антенн СВЧ-диапазона предпочтителен волноводный ввод или возбуждение ПЭВ, обеспечивающие минимальные вносимые потери и оптимальное согласование импедансов, тогда как ёмкостные и индуктивные методы более эффективны в низкочастотных применениях.

5. На основании анализа литературных данных исследовано влияние параметров плазмы на характеристики ПНВА. Диэлектрическая проницаемость плазмы описывается моделью Друде и определяется двумя ключевыми величинами – плазменной частотой ω_p (зависящей от концентрации электронов n_e) и частотой столкновений ν (определяемой типом и давлением газа). При частоте сигнала выше плазменной ($f > f_p$) плазма ведёт себя как диэлектрик и прозрачна для электромагнитного излучения; при $f < f_p$ – как проводник, что обуславливает экспоненциальное затухание волны.

6. Показано, что зависимость мощности излучения, коэффициента усиления и КПД ПНВА от концентрации плазмы n_e носит нелинейный характер и включает три характерные зоны: линейный рост, нелинейный переходный участок и насыщение. Изменение n_e позволяет динамически управлять резонансной частотой, полосой пропускания и диаграммой направленности антенны.

7. На основании анализа литературных данных показано, что пространственная неоднородность концентрации электронов $n_e(r,z)$ является

важным фактором, определяющим характеристики ПНВА. Продольный спад концентрации $n_e(z)$ по мере удаления от области ввода энергии приводит к уменьшению локальной проводимости плазменного столба и, как следствие, должен влиять на распределение тока вдоль излучателя, эффективную электрическую длину антенны и её направленные свойства. Наряду с этим радиальный профиль $n_e(r)$ также оказывает существенное влияние на распространение электромагнитных волн в плазменном столбе и параметры излучения антенны. Поэтому при анализе и моделировании ПНВА необходимо учитывать как продольное, так и радиальное распределение концентрации электронов.

8. Установлено, что современные исследования плазменных антенн, как правило, рассматривают либо влияние пространственного распределения концентрации плазмы на характеристики антенны в рамках аналитических и численных моделей, либо экспериментальное изучение продольного распределения плазмы для отдельных режимов возбуждения. При этом комплексные исследования, в которых экспериментально измеренное пространственное распределение концентрации электронов в газоразрядной трубке используется как входной параметр для последующего численного моделирования характеристик ПНВА, в литературе практически отсутствуют. Это определяет актуальность настоящего исследования, направленного на совместное экспериментальное и численное изучение влияния аксиального и радиального распределений концентрации электронов на характеристики ПНВА.

Глава 2. Экспериментальные и численные методы исследования плазменных антенн

В настоящей главе изложены экспериментальные и численные методы, использованные для исследования газоразрядных плазменных антенн. Рассмотрены бесконтактные СВЧ-методы диагностики параметров плазмы в газоразрядных трубках, методы численного моделирования газового разряда в коде КАРАТ (PiC метод) и электродинамического моделирования резонаторных и антенных структур в пакете COMSOL Multiphysics. Такой комплексный подход позволяет связать распределение концентрации электронов в газоразрядной трубке с эффективной электрической длиной и диаграммой направленности плазменной антенны, а также обеспечить согласование результатов моделирования с экспериментальными измерениями.

2.1. Экспериментальное измерение параметров плазмы в плазменных антеннах и обработка результатов

Для получения достоверных данных о пространственном распределении концентрации электронов $n_e(r, z)$ в ПНВА необходим выбор диагностических методов, обеспечивающих, с одной стороны, достаточную точность и пространственное разрешение, с другой – совместимость с условиями работы антенны (ВЧ-возбуждение на $f = 445$ МГц, присутствие сильного ВЧ-поля внутри и снаружи трубки). Ниже рассматриваются возможные методы диагностики плазмы применительно к исследуемым конструкциям ПНВА.

Для количественного описания параметров плазмы в газоразрядных трубках используются как контактные, так и бесконтактные диагностические методы. К первым относятся зонды Ленгмюра и различные модификации сеточных зондов, позволяющие непосредственно измерять вольтамперные характеристики плазмы и восстанавливать локальные значения концентрации

и температуры электронов. К бесконтактным методам относятся оптические методы (эмиссионная спектроскопия, интерферометрия, измерение интегральной светимости) и радиочастотные и СВЧ (микроволновые) методы.

Зонды Ленгмюра. Зондовая диагностика является наиболее распространённым методом локального измерения n_e , T_e и потенциала плазмы. Однако в условиях ПНВА её применение сопряжено с принципиальными трудностями. Во-первых, введение зондов в стеклянную трубку нарушает герметичность вакуумной системы и целостность диэлектрической оболочки, что меняет граничные условия для ВЧ-поля и ПЭВ. Во-вторых, металлический зонд, расположенный вблизи излучающего элемента антенны, вносит значительное возмущение в распределение ВЧ-поля, что искажает как характеристики антенны, так и показания самого зонда. В-третьих, при давлениях $p = 1-3$ Торр и высоких концентрациях $n_e = 10^{11}-10^{12}$ см⁻³ зондовый метод требует сложной интерпретации вольт-амперных характеристик с учётом столкновительных поправок. По совокупности перечисленных причин зондовые методы не использовались в настоящей работе.

Оптическая эмиссионная спектроскопия (ОЭС). Метод основан на регистрации интенсивности оптического излучения линий атомов рабочего газа, пропорциональной n_e при известной (или постоянной) температуре электронов T_e . ОЭС является неинвазивным и не вносит возмущения в ВЧ-поле. Пространственное разрешение ОЭС определяется шириной щели фотодетектора и точностью позиционирования. Недостатком является зависимость сигнала от T_e , которая в разряде на ПЭВ может изменяться по длине трубки. Для использования ОЭС в качестве абсолютного метода (без привязки к другим измерениям) требуется независимое определение T_e , что существенно усложняет процедуру.

Интерференционные СВЧ-методы. Интерферометрия основана на измерении сдвига фазы СВЧ-волны, проходящей через плазму. Для

диагностики плазмы в трубке малого диаметра (12–25 мм) применяют миллиметровый интерферометр или резонаторный / волноводный метод. Эти методы неинвазивны, но требуют зондирующей частоты, существенно превышающей рабочую частоту антенны, чтобы зондирующий сигнал не возмущал плазму.

В настоящей работе используются три взаимно дополняющих метода: **резонаторный** (метод возмущения резонатора), **волноводный** (метод проходящих волн) [76-86] и **оптический** (регистрация интегральной светимости). Совместное применение трёх независимых методов обеспечивает верификацию результатов и определение систематических погрешностей каждого из них.

Первый обеспечивает высокую локальную чувствительность и малую методическую погрешность при правильном выборе моды резонатора, второй – возможность аксиального сканирования вдоль антенны, но с более высокой погрешностью за счёт усреднения по сечению волновода

Также для трубки без люминофора использовался метод интегральной светимости.

В резонаторном методе используются полые резонаторы, во внутреннем объеме которых размещаются исследуемый объект (в нашем случае - столб), и по возникающему смещению резонансной кривой определяется диэлектрическая проницаемость объекта. Для газоразрядной плазмы во внешнем электромагнитном поле действительная часть диэлектрическая проницаемость определяется в соответствии с моделью Друде и является функцией частоты электромагнитной волны (ω), плазменной частоты (ω_p) и частоты столкновений электронов с нейтральными частицами (ν):

$$\epsilon_{re} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \quad (2.1)$$

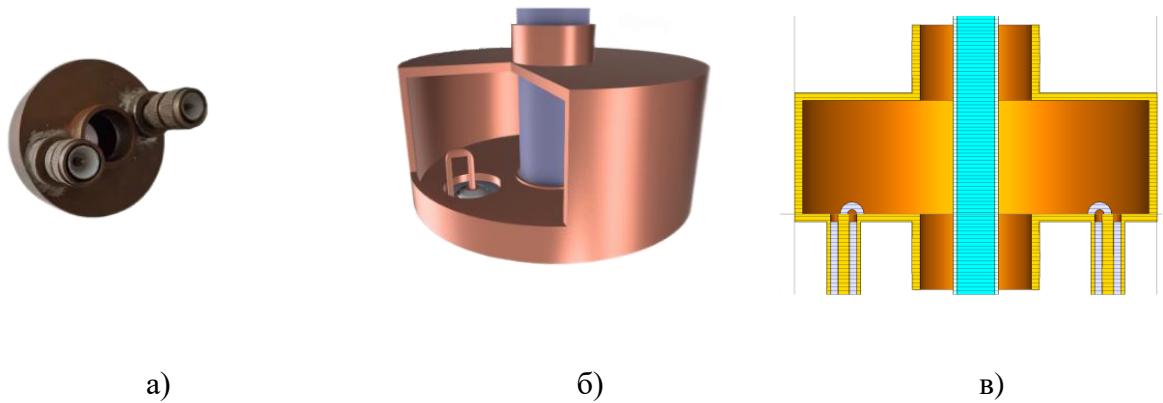


Рисунок 2.1 а) реальная модель резонатора б) модель резонатора в разрезе в) численная модель в COMSOL Multiphysics

В общем виде формула, связывающая среднюю объемную концентрацию электронов в слабостолкновительной плазме ($\omega \ll \nu$) и смещение резонансной частоты кривой резонатора, выглядит следующим образом [77]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -C_V \frac{V_{\text{пл}}}{V_{\text{рез}}} \cdot \frac{\langle n_e \rangle}{2n_{\text{кр}}} \quad (2.2)$$

ω_0 – резонансная частота резонатора; $\Delta\omega$ – сдвиг резонансной частоты для плазмы помещенной внутрь резонатора; $V_{\text{пл}}$ – объем плазмы; $V_{\text{рез}}$ – объем резонатора; $\langle n_e \rangle$ – средняя объемная концентрация электронов, $n_{\text{кр}}$ – критическая концентрация плазмы для резонансной частоты резонатора без плазмы, C_V – коэффициент формы, определяющий связь между величинами, измеряемыми при зондировании плазмы, и концентрацией электронов. При этом коэффициент C_V определяет линейность связи относительного смещения частоты и концентрации и зависит от напряженности электрического поля в резонаторе:

$$C_V = \frac{V_{\text{рез}} \int_{(V_{\text{пл}})} n_e |E|^2 dV}{\int_{(V_{\text{пл}})} n_e dV \int_{(V_{\text{рез}})} |E|^2 dV} \quad (2.3)$$

Как видно из формулы (2) коэффициент C_V учитывает взаимное распределения напряженности поля и концентрации электронов в резонаторе. Для разных мод резонатора коэффициент будет принимать

разные значения, и при измерениях рекомендуется использовать низшие моды, так как они имеют малые вариации поля в объеме резонатора, а исследуемый объем плазмы помещать в область однородного поля.

Например, в [76] для цилиндрического резонатора рассмотрено использование для измерения лишь некоторых мод: $TM_{01}(E_{01})$, $TM_{02}(E_{02})$, $TE_{11}(H_{11})$ для которых коэффициент C_v при значениях концентрации плазмы $\geq 10 \cdot n_{кр}$ становится переменным, что делает зависимость $\Delta\omega(n_e)$ нелинейной, что затрудняет проведение измерений.

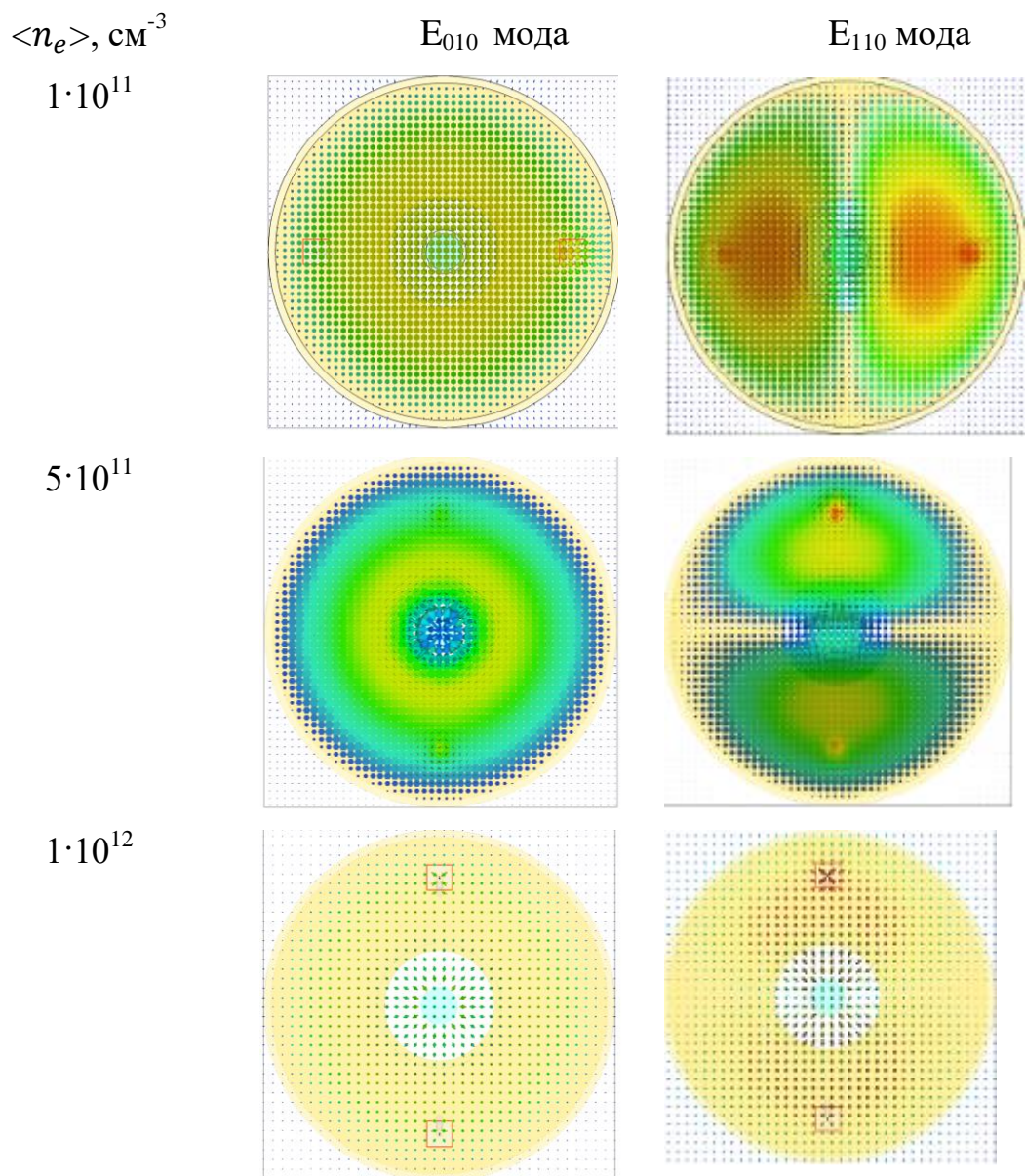


Рисунок 2.2. Распределение электрического поля для мод E_{010} и E_{110} при различных концентрациях плазмы n_e

На рисунке 2.2 приведены распределения электрического поля для мод E_{010} и E_{110} в круглом волноводном плазменном резонаторе при различных значениях средней концентрации электронов: $1 \cdot 10^{11}$, $5 \cdot 10^{11}$ и $1 \cdot 10^{12}$ см^{-3} . Для моды E_{010} , обладающей радиальной симметрией, при наименьшей концентрации $n_e = 1 \cdot 10^{11}$ см^{-3} наблюдается выраженное центральное распределение поля, соответствующее классической картине данной моды. При увеличении концентрации до $5 \cdot 10^{11}$ см^{-3} поле становится более сжатым к оси резонатора, а при $n_e = 1 \cdot 10^{12}$ см^{-3} происходит существенное ослабление амплитуды поля и его деградация. Аналогичную динамику можно проследить для моды E_{110} , структура которой характеризуется двумя максимумами поля, разделёнными зоной минимума. При низкой концентрации плазмы эта структура хорошо выражена, однако с ростом концентрации носителей энергии распределение становится менее контрастным, и при $n_e = 1 \cdot 10^{12}$ см^{-3} поле практически исчезает. Таким образом, увеличение концентрации плазмы приводит к заметному затуханию обоих типов мод, однако E_{110} демонстрирует более устойчивое сохранение структуры при промежуточных значениях концентрации плазмы. Полученные данные подтверждают зависимость пространственного распределения мод от параметров плазмы и подчёркивают необходимость учёта их изменения при разработке плазменных антенн и резонаторных структур.

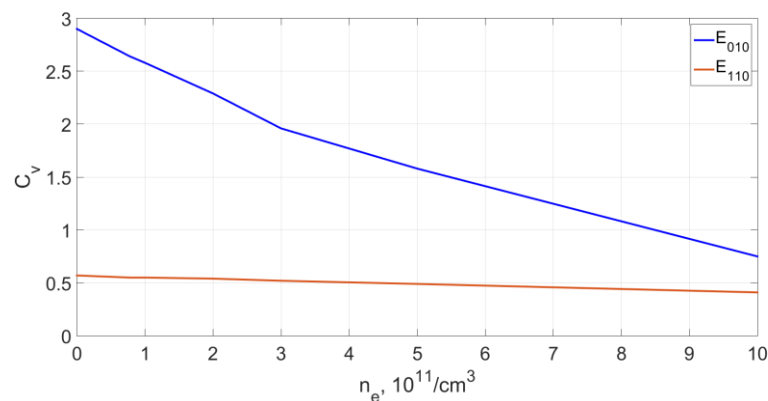


Рисунок 2.3 Зависимость коэффициента Q от концентрации плазмы для мод E_{010} и E_{110}

Из рисунка 2.3 видно, что с увеличением концентрации плазмы коэффициент C_v для моды E_{010} значительно уменьшается – с примерно 2,9 при $n_e = 0$ до около 0,8 при $n_e = 10 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Это указывает на высокую чувствительность данной моды к изменению концентрации плазмы, что может быть связано с её геометрией и распределением поля в резонаторе. В то же время мода E_{110} демонстрирует существенно меньшую чувствительность: значение C_v изменяется незначительно, оставаясь в пределах от $\sim 0,5$ до $\sim 0,4$ в том же диапазоне концентраций.

Такое поведение говорит о различной степени взаимодействия мод с плазменной средой: мода E_{010} в большей степени зависит от параметров плазмы, в то время как мода E_{110} остаётся относительно стабильной. Это важно учитывать при выборе рабочего режима антенны и при проектировании устройств, основанных на плазменных резонаторах, где требуется высокая чувствительность или, наоборот, стабильность резонансных характеристик.

В эксперименте использовался 10-см цилиндрический резонатор радиусом 45 мм и высотой 30 мм, для которого в 10-см диапазоне длин волн (2-4 ГГц) имеется только две моды $TM_{010}(E_{010})$ с $f_0 = 2,55$ ГГц ($n_c = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$) и $TM_{110}(E_{110})$ с $f_0 = 3,78$ ГГц ($n_c = 17,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$). Следует отметить, что для моды $TM_{110}(E_{110})$ коэффициент C_v постоянен для концентраций электронов до 10^{12} см^{-3} , что характерно для разрядов на поверхностной волне, а для моды $TM_{010}(E_{010})$ коэффициент C_v изменяется в три раза. Типичная неточность оценки значения концентрации электронов данным методом составляет 20 % [77]

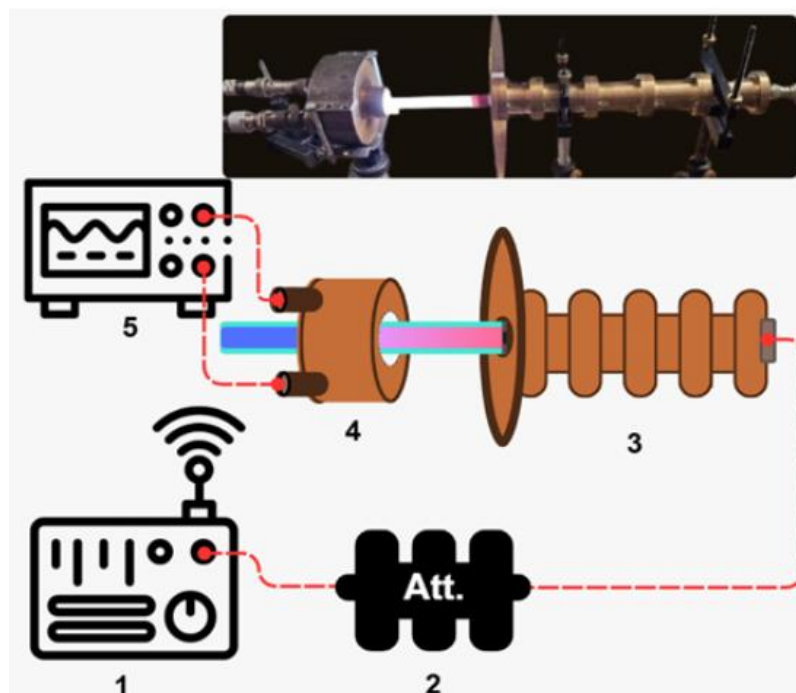


Рисунок 2.4. Схема и фотография стенда для измерения концентрации плазмы в плазменной антенне с использованием цилиндрического резонатора: 1 – радиостанция VX-2100, 2 – аттенюатор, 3 – плазменная антенна с коаксиальным согласующим устройством, 4 – цилиндрический резонатор, 5 – векторный анализатор цепей Keysight N9912A.

В волноводном методе (методе проходящих волн) внесение в сечение волновода объекта с показателем преломления отличным от показателя преломления заполняющего волновод воздуха приводит к изменению пропускания волноводной секции, то есть на фиксированной частоте находят зависимость $\Delta T(n_e)$ либо $\Delta S_{21}(n_e)$ [17,23]. Для реализации волноводного метода (метода проходящих волн) (Рисунок 2.5) была использована волноводная секция, изготовленная из волновода прямоугольного сечения 35×15 мм.

На оси секции в ее центре в широких стенках было выполнено сквозное отверстие радиусом 15 мм, в котором размещалась разрядная антенны, причем ось трубки была перпендикулярна широким стенкам волновода (Рисунок 2.6).

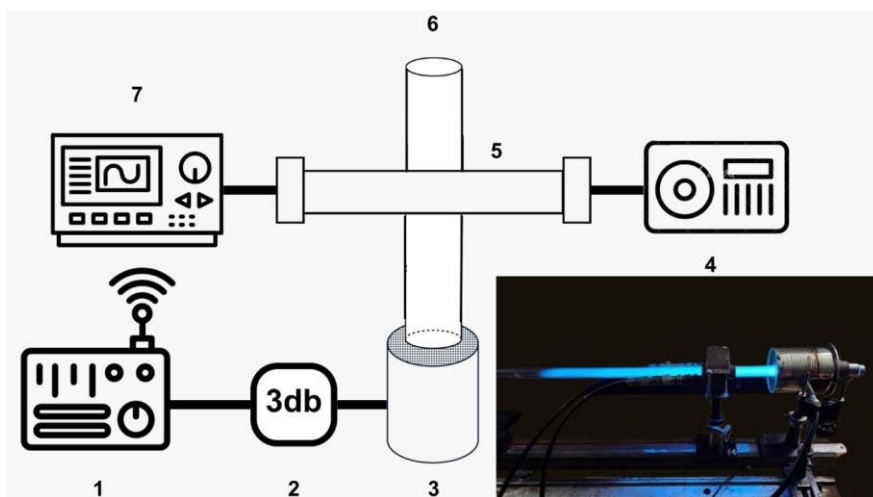


Рисунок 2.5. Схема и фотография стенда для измерения концентрации плазмы в плазменной антенне с использованием волновода: 1 – радиостанция VX-2100, 2 – аттенюатор, 3 – сурфатрон, 4 – супергетеродинный спектральный анализатор СК4-61, 5 – прямоугольный волновод 35×15 мм, 6 – разрядная трубка, 7 – генератор сигналов высокочастотный Г4-82.

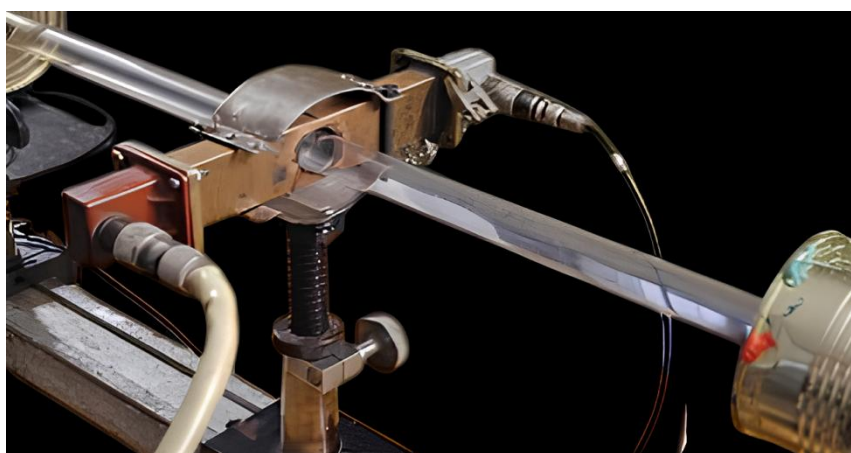


Рисунок 2.6 Прямоугольный волновод 35×15 мм на экспериментальном стенде

Волновод мог свободно перемещаться вдоль трубки. Через волновод передавалось диагностическое СВЧ излучение ($f_d = 5,5 - 7,5$ ГГц) для которого критическая концентрация электронов составляет $n_c = 37,5 \cdot 10^{10} - 69,8 \cdot 10^{10}$ см⁻³. В эксперименте определялся коэффициент прохождения диагностического сигнала. Методика нормировки данного метода изложена в [17].

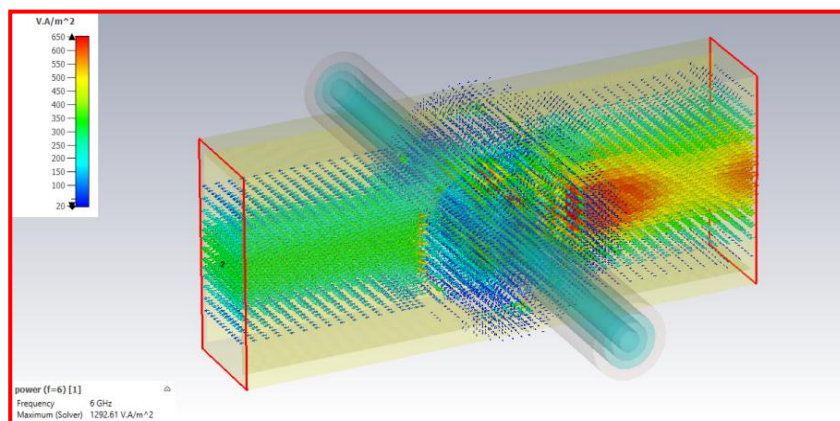


Рисунок 2.7 Модель диагностического волновода с газоразрядной трубкой в программном пакете CST Microwave Studio

Метод основан на анализе прохождения электромагнитной волны через плазменную среду: при наличии плазмы изменяются условия распространения волны, что приводит к изменению коэффициента передачи, по которому определяется электронная концентрация. Применимость метода ограничена диапазоном концентраций электронов порядка от $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

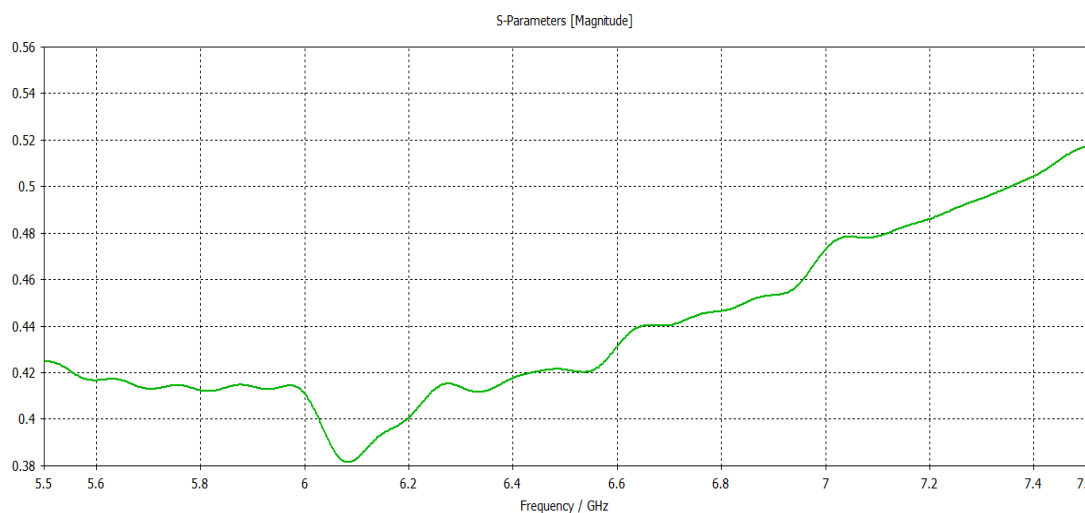


Рисунок 2.8 Диагностическое СВЧ излучение ($f = 5,5 - 7,5$ ГГц), регистрируемое приемником. Измерялся коэффициент прохождения сигнала и сопоставлялся с результатами численной модели.

Несмотря на информативность резонаторного и волноводного методов, основанных на взаимодействии электромагнитного излучения с плазмой, их применение связано с рядом ограничений, включая пространственное

усреднение измеряемых параметров и чувствительность к геометрии установки. В связи с этим для повышения достоверности получаемых результатов и независимой верификации восстановленных распределений электронной концентрации в работе дополнительно использовался оптический метод диагностики (Рисунок 2.9), основанный на измерении интегральной светимости разряда.

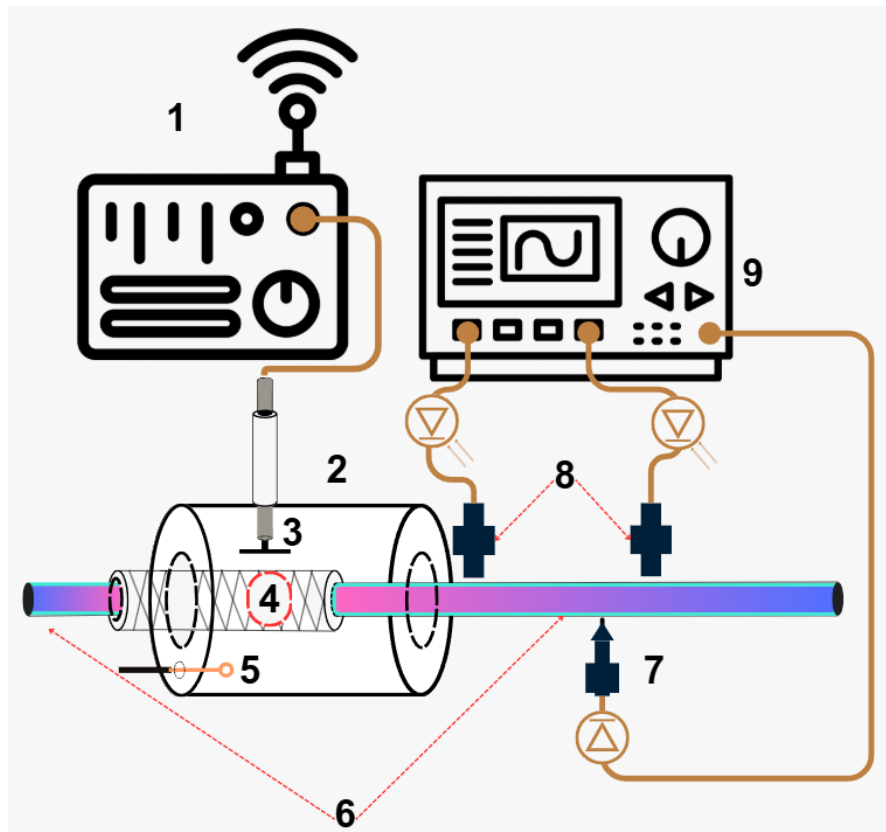


Рисунок 2.9 Схема метода проходящих волн и интегральной светимости: 1 – радиостанция VX-2100 (мощность 45 Вт при $f = 445$ МГц); 2 – сурфатрон; 3 – устройство связи генератора с резонатором; 4 – подвижный металлический цилиндр для настройки на резонансную частоту; 5 – рамочная антенна; 6 – бактерицидная лампа; 7 – антенна для измерения E_r -компоненты электрического поля поверхностной электромагнитной волны; 8 – коллимированные фотодиоды; 9 – осциллограф

Предполагается, что при фиксированных условиях разряда интегральная интенсивность излучения пропорциональна концентрации электронов, что позволяет использовать данный параметр для качественного и

полуколичественного анализа пространственного распределения плазмы. Сопоставление результатов, полученных оптическим методом, с данными резонаторного и волноводного методов показало их хорошее согласие, что подтверждает корректность используемых подходов диагностики.

Схема экспериментальной установки по исследования характеристик плазмы ПЭВ-разряд волновой ПНВА представлена на рисунке 2.9 Разряд формировался в кварцевой бактерицидной лампе (3) длиной около 90 см и диаметром 24 мм, заполненной аргоном при давлении $p_{Ar} \approx 1-2$ Торр и парами ртути при давлении $p_{Hg} \approx 5 \times 10^{-3}$ Торр. Лампа проходила через сурфатрон (2) – коаксиальный резонатор, используемый для поддержания ВЧ/СВЧ-разрядов [24]. Инициирование разряда происходило в области максимального электрического поля - в узком (~ 1 мм) зазоре между внутренним цилиндром и стенкой резонатора, что обеспечивало устойчивое возбуждение протяжённого плазменного столба при оптимальном согласовании. Источником ВЧ-мощности (1) служил радиопередатчик Vertex VX-2100, работавший на частоте 445 МГц и обеспечивавший подвод мощности до 45 Вт к сурфатрону (2) для поддержания разряда. Напряжение с коллимированного фотодетектора (4), регистрировавшего свечение плазмы, измерялось с помощью осциллографа (5). Для получения осевых распределений интегральной интенсивности плазменного свечения фотодетектор (4) перемещался вдоль оси трубки, что обеспечивало пространственное разрешение порядка 0,5 см. Для восстановления поперечных распределений перед фотодетектором устанавливалась непрозрачная маска с продольной щелью (ширина 1 мм, длина около 5 мм). В этом режиме фотодетектор перемещался поперёк оси трубки, что позволяло измерять радиальные профили свечения. Полученные данные использовались как для восстановления локальных радиальных распределений с помощью обратного преобразования Абеля, так и для анализа динамики фронта разряда.

2.2. Численное моделирование плазменных антенн в коде

КАРАТ

В данном разделе описана численная модель плазменной антенны, реализованная в коде КАРАТ, предназначенная для исследования динамики газового разряда и формирования пространственно-временной структуры плазмы. Численное моделирование выполнялось на основе метода частиц в ячейках (Particle-in-Cell, PIC) с самосогласованным решением уравнений Максвелла методом конечных разностей во времени (FDTD).

Используемый подход позволяет учитывать движение отдельных заряженных частиц (электронов и ионов) в электромагнитном поле, а также корректно описывать неравновесные эффекты, включая формирование распределений частиц по энергиям и скоростям. В результате моделирования рассчитываются пространственно-временные распределения концентрации электронов и электрического поля в плазменной антенне при различных значениях давления газа и подводимой мощности.

В реализованной модели учтены основные и граничные процессы, включая ионизацию, рекомбинацию, а также осаждение электронов на стенки разрядной трубки. Это обеспечивает адекватное описание эволюции разряда и позволяет использовать полученные распределения параметров плазмы в качестве входных данных для последующего электродинамического моделирования антенны.

Теоретическое исследование и проектирование плазменных антенн (ПА), представляющих собой перспективный класс радиочастотных устройств, где в качестве проводящей среды используется ионизированный газ (плазма), сопряжено со значительными трудностями. Аналитическое описание их электродинамических характеристик (диаграммы направленности, входного сопротивления, КСВН, эффективности излучения) в замкнутом виде возможно лишь для предельно упрощенных моделей, не учитывающих всей сложности нелинейных и нестационарных процессов,

сопровождающих формирование, поддержание и взаимодействие плазменного столба с электромагнитным полем. Экспериментальные исследования, в свою очередь, зачастую требуют дорогостоящей аппаратуры и не всегда позволяют с необходимой детализацией контролировать все параметры плазмы (распределения концентрации электронов $n_e(\vec{r})$, температуры электронов $T_e(\vec{r})$, частоты столкновений $\nu_{en}(\vec{r})$ в динамике, особенно вблизи границ раздела и возбуждающих структур.

В этой связи численное моделирование является необходимым и эффективным инструментом для фундаментального анализа физических процессов в плазменных антеннах и прогнозирования их рабочих характеристик. Оно позволяет исследовать электродинамические свойства плазменных антенн при варьировании широкого спектра управляющих параметров, таких как тип газа, давление, мощность накачки, геометрия разрядной камеры и возбуждающих элементов, а также частота СВЧ-сигнала, что в ряде случаев затруднительно или экономически нецелесообразно реализовать в эксперименте. Численное моделирование обеспечивает возможность визуализации и количественного анализа пространственно-временных распределений ключевых параметров плазмы, включая концентрацию электронов, температуру электронов, а также электрическое и магнитное поля и концентрация тока, и позволяет установить их взаимосвязь. Использование численных методов также даёт возможность оптимизировать конструкцию антенны на этапе проектирования, снижая затраты на изготовление и экспериментальную отработку опытных образцов. Численное моделирование позволяет исследовать переходные процессы и нелинейные эффекты, определяющие динамический отклик плазменных антенн, что существенно расширяет возможности анализа по сравнению с экспериментальными методами.

Выбор программного обеспечения для численного моделирования плазменных антенн является критически важным и должен учитывать специфику решаемых задач. В первую очередь это связано с необходимостью

корректного описания высокочастотного взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой, что требует решения уравнений Максвелла в средах с пространственно-неоднородной и, как правило, нелинейной диэлектрической проницаемостью и проводимостью, определяемыми локальными параметрами плазмы. Дополнительные сложности обусловлены необходимостью адекватного учета физических процессов в плазме, включая ионизацию, рекомбинацию, диффузию, нагрев электронов и их столкновения с нейтральными частицами. В условиях неоднородных электромагнитных полей и сложной геометрии разрядной системы данные процессы оказываются тесно взаимосвязанными с переносом заряженных частиц, тепловыми эффектами и, в ряде случаев, газодинамикой.

В связи с этим для комплексного исследования плазменных антенн в настоящей работе применяется комбинированный подход, основанный на использовании двух взаимодополняющих программных комплексов. Одним из них является специализированный электродинамический код КАРАТ, реализующий разностный метод во временной области (FDTD) для прямого решения полной системы уравнений Максвелла в средах с пространственно-неоднородной и, возможно, нелинейной диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\vec{r}, |\vec{E}|)$ и проводимостью $\sigma(\vec{r}, |\vec{E}|)$, определяемыми локальными параметрами плазмы. Использование данного подхода обеспечивает высокую эффективность расчёта широкополосных характеристик и переходных процессов, а также позволяет естественным образом учитывать нелинейные свойства плазменной среды (зависимость ϵ , σ от поля) через модель плазмы (часто - гидродинамическая модель или модель холодной плазмы с заданным профилем $n_e(\vec{r})$, $v_{en}(\vec{r})$). Кроме того, код КАРАТ предоставляет возможность моделирования сложных пространственных конфигураций и излучающих структур.

Код КАРАТ разработан в Владимиром Павловичем Таракановым (ОИВТ РАН, Москва) [88,89]. Код предназначен для самосогласованного численного моделирования динамики плазмы в газовых разрядах,

возбуждаемых ВЧ- и СВЧ-полями, и широко используется в задачах физики газовых разрядов, генерации плазмы для технологических применений и в задачах физики плазменных антенн.

В основе кода лежат два основных численных метода.

Метод конечных разностей во временной области (FDTD) для решения уравнения Максвелла на пространственно-временной сетке:

$$\begin{cases} \nabla \times \tilde{\mathbf{B}}^* = 4\pi\mathbf{J}^* + \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}^*}{\partial t^*} \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}^* = -\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}^*}{\partial t^*} \\ \operatorname{div} \tilde{\mathbf{B}} = 0 \\ \operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}} = 4\pi\rho \end{cases} \quad (2.4)$$

где $\mathbf{J} = n_e \cdot e \cdot v_e$ — ток электронов. Схема является явной и условно устойчивой с шагом по времени $\Delta t < \Delta r / (c\sqrt{3})$, шаг по пространству $\Delta r < \lambda/10$ для моделируемых длин волн.

Метод частиц в ячейках (Particle-In-Cell, PIC). Частицы (электроны и ионы) моделируются как ансамбль квазичастиц, каждая из которых представляет большое число реальных частиц.

В коде КАРАТ учитываются:

- Рекомбинация: радиационная и диссоциативная;
- Амбиполярная диффузия заряженных частиц к стенкам;
- Осаждение частиц на стенки (граничное условие поглощения);
- ВЧ-нагрев электронов: $d\varepsilon_e/dt = e \cdot \mathbf{E} \cdot v_e$.

Это позволяет рассчитывать самосогласованную пространственно-временную эволюцию $n_e(r,z,t)$, $T_e(r,z,t)$, $E(r,z,t)$ без предварительных допущений о форме профилей.

Для исследования динамики разряда в ПНВА построена двумерная осесимметричная (r-z) модель (рисунок 2.10).

Ось симметрии $r = 0$ модели совпадает с осью трубки. Размеры: радиальный — 120 мм ($r = 0 \dots 120$ мм), аксиальный — 350 мм ($z = 0 \dots 350$ мм). Длина трубки в модели: 160–250 мм (для четвертьволновой конфигурации),

внешний радиус трубки: 6 и 12 мм в зависимости от конфигурации, толщина стенки 1 мм.

Прямоугольная равномерная сетка: 480×1050 ячеек, шаг: $\Delta r = 0,25$ мм, $\Delta z = 0,33$ мм. При рабочей длине волны $\lambda = 67$ см ($f = 445$ МГц) шаг сетки составляет $\approx \lambda/2000$ — значительно меньше λ , что гарантирует корректное разрешение как ВЧ-поля антенны, так и ПЭВ (длина волны которой $\lambda_s \approx 40$ – 52 см, то есть сетка содержит ~ 120 – 160 ячеек на λ_s).

Физические модели: диэлектрическая проницаемость трубки $\epsilon_d = 4$ (кварц), рабочий газ: аргон Ar, начальная концентрация нейтральных атомов $N_0 = (0,1-1) \times 10^{16}$ см⁻³, соответствующая давлению $p = 0,03$ – 3 Торр, металлические компоненты – модель идеального проводника (ПЕС – perfect electric conductor), открытые границы счетной области с идеально согласованным слоем (PML – perfect matching layer)

Электроны и ионы моделировались как взвешенные PIC-макрочастицы: вес макрочастицы – $3,2 \times 10^6$ реальных частиц на одну макрочастицу, максимальное число макрочастиц – 3×10^6 каждого сорта.

В модель включены ионизация, рекомбинация и оседание электронов на стенке трубки. Пары ртути не учитывались.

Начальная плазма длиной ~ 10 мм с концентрацией $n_e = 10^8$ – 10^9 см⁻³ задавалась в области ввода энергии, что имитирует предиионизацию.

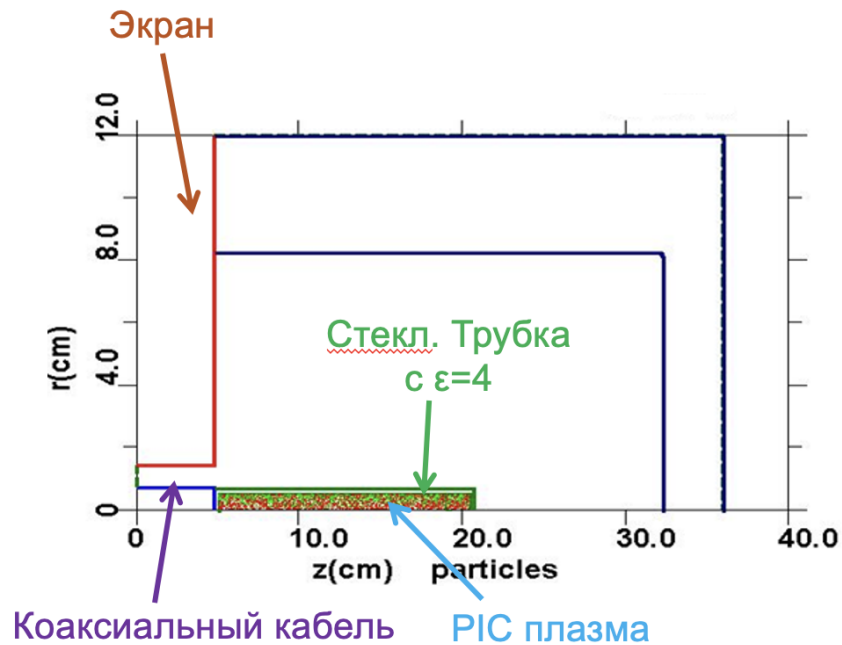


Рисунок 2.10 Численная модель ПНВА в коде КАРАТ Параметры модели $l_a = 16\text{ см}$, $r_a = 0,5\text{ см}$, $f_0 = 445\text{ МГц}$, $P \approx 50$ и 200 Вт , газ – Ar , $p = 0,15 - 1,84\text{ Торр}$

Код КАРАТ, обеспечивая детальное описание переходных процессов и самосогласованного развития разряда, имеет ряд ограничений, существенных для сравнения с экспериментом.

Расчёт динамики разряда до $t > 1\text{ мкс}$ при высоких давлениях ($p \geq 0,5\text{ Торр}$) требует значительного машинного времени из-за уменьшения Δt (критерий устойчивости) при высокой частоте столкновений. В настоящей работе расчёты ограничены $t \leq 2-3\text{ мкс}$ с погрешностью не более 10%.

Расчётные значения n_e в модели в коде КАРАТ ниже примерно в 2 раза по сравнению с экспериментальными. Причина: в реальном разряде процессы ионизации продолжаются 200–300 мкс (время достижения стационара), а код КАРАТ моделирует лишь первые 1–3 мкс. Кроме того, пары ртути (Hg), входящие в экспериментальную рабочую смесь $Ar+Hg$ и существенно увеличивающие проводимость плазмы через ступенчатую ионизацию, не включены в численную модель ввиду сложности плазмохимии ртути. Несмотря на количественное расхождение, качественная динамика разряда — последовательность стадий ионизации, форма профилей

$n_e(r,z)$, время трансформации профиля — воспроизводится кодом КАРАТ соответственно эксперименту.

2.3. Численное моделирование плазменных антенн в программном пакете COMSOL Multiphysics

COMSOL Multiphysics — коммерческая программа конечно-элементного анализа (FEM — Finite Element Method), широко применяемая для решения задач электродинамики, плазмифики, теплообмена и механики в инженерной и научной практике. Для решения задач настоящей диссертации использованы два модуля: **RF Module** (расчёт распространения электромагнитных волн, ДН, S-параметров)

Уравнения Максвелла в частотной области записываются в слабой форме и интегрируются по расчётной области, разбитой на тетраэдрические конечные элементы. Для каждого элемента задаются локальные значения $\epsilon_p(r,z)$ на основе экспериментального или расчётного (из КАРАТ) профиля n_e . Получающаяся система линейных уравнений решается методом прямого или итеративного решателя (PARDISO или GMRES).

COMSOL Multiphysics обеспечивает: стационарные расчёты в частотной области; произвольную трёхмерную геометрию (в том числе несимметричные конструкции); удобный учёт сложных граничных условий; автоматическую генерацию нерегулярной сетки. Основное ограничение: COMSOL не моделирует переходные процессы разряда (в отличие от КАРАТ), поэтому профиль n_e является входным параметром, а не результатом самосогласованного расчёта.

В COMSOL RF Module материал плазмы задаётся через комплексную диэлектрическую проницаемость ϵ_p , вычисляемую в каждом узле сетки по формуле Друде (1.2).

На рисунке 2.11 представлены Модели антенн в COMSOL Multiphysics. Трёхмерная модель ПНВА с $l = \lambda/4$ (рисунок 2.11,а) включает: цилиндрическую трубку ($l = 160$ мм, $d_{ext} = 12$ мм, толщина стенки 1 мм, $\epsilon_d =$

4); плазму внутри трубки (цилиндр $l = 158$ мм, диаметр 10 мм); медный экран (плоскость $z = 0$, диаметр 200 мм, толщина 2 мм); коаксиальный порт возбуждения в плоскости экрана; поглощающую сферическую оболочку (PML) с радиусом 1,5 м. Полное число тетраэдрических элементов: 2–5 млн (в зависимости от разрешения сетки).

Трёхмерная модель ПНВА с $l = \lambda$: цилиндрическая трубка ($l = 700$ мм, $d_{ext} = 25$ мм, толщина стенки 2 мм, $\epsilon_d = 4$); плазма внутри трубки ($l = 696$ мм, диаметр 21 мм); возбуждение через сурфатрон (моделируется, исходя из структуры и размеров, описанных в 1.2); PML-оболочка. Число элементов: 3–8 млн.

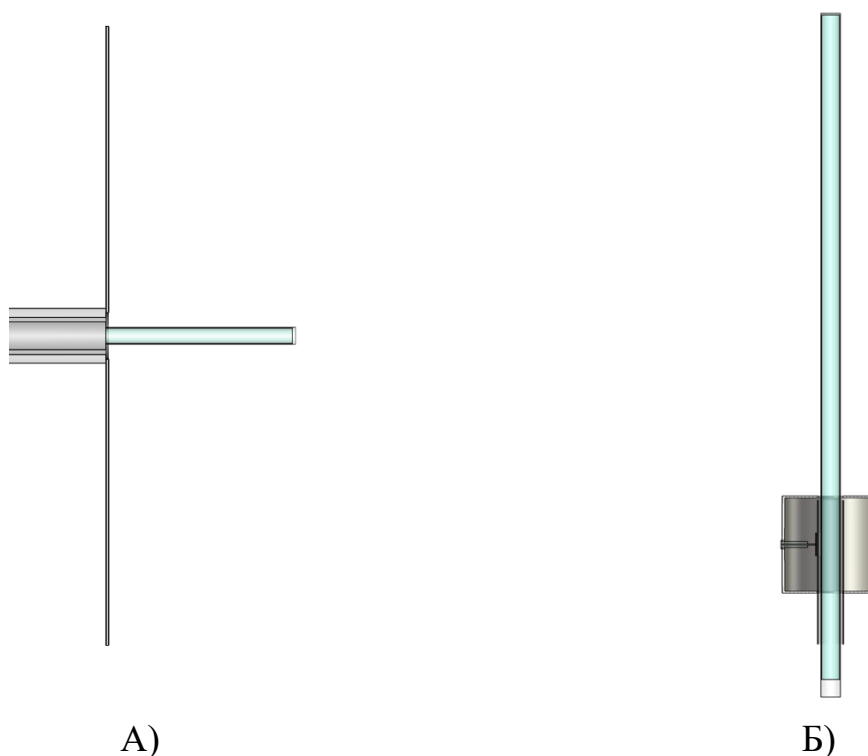


Рисунок 2.11 Модели антенн в COMSOL

Нерегулярная тетраэдрическая сетка с автоматической адаптацией: в плазме — элементы размером 1–2 мм (не менее 10 элементов по радиусу трубки); вне плазмы — элементы до 30–50 мм; вблизи коаксиального ввода и кромки экрана — локальное сгущение 0,5–1 мм. Условие «не менее 50 элементов на λ » при $\lambda \approx 650$ мм ($f = 445$ МГц в воздухе) выполняется с запасом: характерный размер элемента в дальней зоне составляет 10–15 мм $\approx \lambda/50$.

На поверхности медного экрана и на внешней поверхности трубки в местах металлических контактов — граничное условие PEC (идеальный электрический проводник). На поверхности диэлектрической трубки — нормальная компонента D_n непрерывна. На внешней границе PML — условие поглощения. Порт возбуждения: коаксиальный TEM-порт с $R_{port} = 50$ Ом, нормированная мощность 1 Вт.

Для ПНВА реализованы три варианта аксиального профиля: равномерный ($n_e = \text{const} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ по всей длине), линейно спадающий с $k = -0,07 \text{ см}^{-1}$ и $n_e(0) = 4,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($P = 45 \text{ Вт}$), линейно спадающий с более крутым спадом ($P = 22,5 \text{ Вт}$, $n_e(0) = 3,0 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$). Для каждого варианта равномерного аксиального профиля было реализовано три радиальных профиля: трубчатый, платообразный и колоколообразный бесселевский

Расчёт ДН в COMSOL основан на преобразовании поля ближней зоны в поле дальней зоны (Near-Field to Far-Field Transformation, NFFF). Вычисляется эквивалентный магнитный ток на замкнутой поверхности вокруг антенны:

$$\mathbf{M} = -\mathbf{n} \times \mathbf{E}, \mathbf{J}_{eq} = \mathbf{n} \times \mathbf{H}, \quad (2.5)$$

где \mathbf{n} — единичная нормаль к замкнутой поверхности, \mathbf{E} и \mathbf{H} — поля ближней зоны, вычисленные в COMSOL. Поле дальней зоны вычисляется интегрированием вкладов от \mathbf{J}_{eq} и \mathbf{M} по всей замкнутой поверхности через формулы Зоммерфельда. Выходными параметрами расчёта ДН являются: $E(\theta, \varphi)$ — диаграмма в дальней зоне, $G(\theta)$ — коэффициент усиления в вертикальной плоскости $\varphi = \text{const}$, ширина основного лепестка ДН по уровню -3 дБ.

Выводы по главе 2

1. Обоснован выбор комплекса диагностических методов для исследования плазмы в ПНВА. В качестве основных методов диагностики выбраны три взаимно дополняющих бесконтактных метода: резонаторный, волноводный и оптический (интегральная светимость), совместное

применение которых обеспечивает верификацию результатов и оценку систематических погрешностей.

2. Исследован и практически реализован резонаторный метод измерения концентрации электронов на основе возмущения резонансной частоты цилиндрического резонатора. Для 10-см резонатора (радиус 45 мм, высота 30 мм) в диапазоне 2–4 ГГц идентифицированы две рабочие моды: TM_{010} ($f_0 = 2,55$ ГГц, $n_c = 8 \cdot 10^{10}$ см⁻³) и TM_{110} ($f_0 = 3,78$ ГГц, $n_c = 17,7 \cdot 10^{10}$ см⁻³). Установлено, что коэффициент формы C_v для моды TM_{110} остаётся практически постоянным в диапазоне концентраций до 10^{12} см⁻³ (характерном для разрядов на ПЭВ), тогда как для моды TM_{010} он изменяется в три раза, что делает моду TM_{110} предпочтительной для линейных измерений. Погрешность метода составляет около 20%.

3. Собран экспериментальный стенд и проведены измерения с использованием волноводного метода (метода проходящих волн) с использованием прямоугольной волноводной секции сечением 35×15 мм. Диагностическое СВЧ-излучение в диапазоне 5,5–7,5 ГГц (критическая концентрация $n_c = 37,5–69,8 \cdot 10^{10}$ см⁻³) обеспечивало сканирование по длине разрядной трубки путём продольного перемещения волновода, что позволило получить пространственные профили концентрации плазмы $n_e(z)$. Показано, что волноводный метод в сочетании с численной калибровкой в CST Microwave Studio применим в диапазоне n_e от $5 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, однако характеризуется более высокой погрешностью по сравнению с резонаторным методом.

4. Применён оптический метод диагностики, основанный на регистрации интегральной светимости разряда с помощью коллимированных фотодиодов. Пространственное разрешение метода составляло около 0,5 см при аксиальном сканировании и позволяло восстанавливать радиальные профили свечения с разрешением 1 мм с последующим обратным преобразованием Абеля. Метод использован для независимой верификации

результатов резонаторного и волноводного методов; их взаимное согласие подтверждает корректность разработанного диагностического комплекса.

5. Для численного моделирования газового разряда в ПНВА выбран код КАРАТ (метод частиц в ячейках, PIC, в сочетании с FDTD-решением уравнений Максвелла). Реализованная модель учитывает движение заряженных частиц в самосогласованном электромагнитном поле, а также процессы ионизации, рекомбинации и осаждения частиц на стенки трубки. Моделирование при давлениях 0,03–3 Торр и мощностях накачки 50 – 200 Вт позволило получить пространственно-временные распределения концентрации электронов $n_e(r,z)$ и напряжённости электрического поля, использованные в качестве входных данных для электродинамических расчётов.

6. Для электродинамического моделирования антенных структур применён пакет COMSOL Multiphysics (метод конечных элементов, FEM) с использованием экспериментальных и численных данных по пространственному распределению концентрации плазмы $n_e(r,z)$. Было создано две модели ПНВА, соответствующие исследуемым реальным антеннам. При моделировании плазмы с использованием теории Друде задавались аксиальные и радиальные профили концентрации плазмы полученные из экспериментов и численного моделирования в коде КАРАТ. Диаграмма направленности рассчитывалась путём пересчёта ближнего поля в дальней зоне.

Глава 3. Влияние продольного распределения концентрации плазмы на характеристики излучения плазменных несимметричных вибраторных антенн

Третья глава диссертационной работы посвящена исследованию продольной структуры плазмы в газоразрядной трубке и её влияния на электродинамические характеристики плазменной антенны. В отличие от традиционных металлических антенн, в плазменных излучающих системах параметры среды определяются распределением электронной концентрации, которое, как правило, является существенно неоднородным вдоль длины разрядного канала. Это обстоятельство должно приводить к изменению эффективной электрической длины антенны, а также к трансформации её диаграммы направленности. В условиях СВЧ-разряда характерным является наличие выраженного аксиального градиента концентрации электронов, обусловленного локализацией области энерговысвобождения и распространением фронта ионизации. Поэтому для корректного описания свойств плазменных антенн необходимо учитывать реальное распределение $n_e(z)$, полученное экспериментально.

В связи с этим в данной главе решается комплексная задача, включающая экспериментальное исследование аксиального распределения электронной концентрации, его интерпретацию на основе численного моделирования, а также анализ влияния полученных распределений на характеристики излучения плазменных антенн.

3.1 Аксиальное распределение концентрации электронов в плазменных несимметричных вибраторных антеннах при различных длинах плазменного столба

В настоящем параграфе приводятся экспериментальные данные об аксиальных (продольных) профилях $n_e(z)$ для обеих исследуемых конфигураций ПНВА – длиной $l = \lambda/4$ ($l = 160$ мм, $d_{ext} = 12$ мм, $p = 1-3$ Торр, f

= 445 МГц, коаксиальный соединитель, Vertex VX-2100, $P = 45$ и 22,5 Вт) и длиной λ ($l = 700$ мм, $d_{ext} = 25$ мм, $p = 2-3$ Torr, $f = 445$ МГц сурфатрон, Vertex VX-2100, $P = 45$ и 22,5 Вт). Данные получены тремя независимыми методами (резонаторным, волноводным, оптическим) и взаимно верифицированы. На основе этих данных вычисляются градиенты k и границы l_{eff} , используемые для расчёта ДН в COMSOL Multiphysics.

На первом этапе были проведены измерения аксиального распределения концентрации плазмы в газоразрядных трубках резонаторным методом для мод TM_{010} (E_{010}) и TM_{110} (E_{110}) и методом проходящих волн. На рисунке 3.1 представлены спектральные зависимости S_{21} используемого 10-см резонатора для пустых газоразрядных трубок (чёрным) и двух антенн: четвертьволновой (рис. 3.1а) и волновой (рис. 3.1б), при разном удалении резонатора от точки ввода СВЧ энергии для номинальной мощности излучения от передатчика 45 Вт. Регистрация спектров выполнялась также и для пониженной мощности (-3 дБ) – 22,5 Вт.

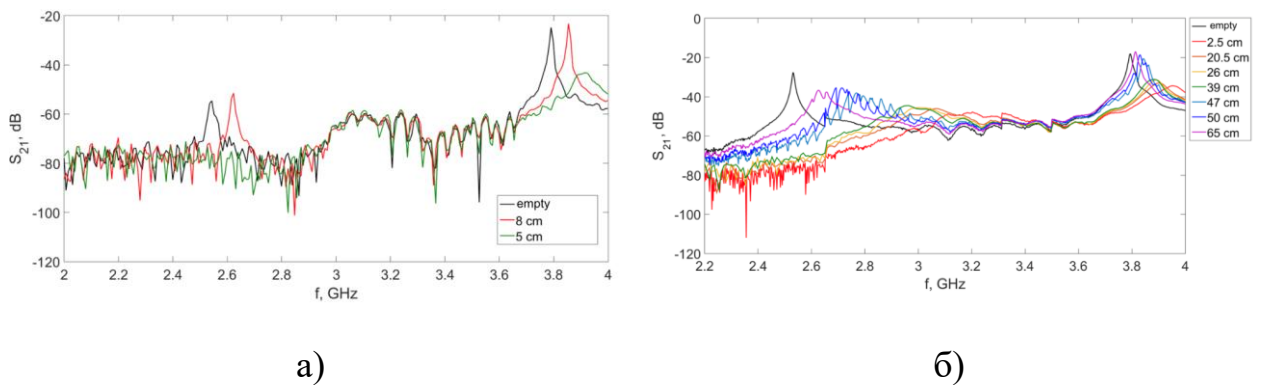


Рисунок. 3.1 – Спектры S_{21} в экспериментальных измерениях для двух плазменных несимметричных вибраторных антенн: а) четвертьволновой и б) волновой.

На спектрах S_{21} видны резонансные пики для моды TM_{010} (E_{010}) в диапазоне частот 2,5 – 2,8 ГГц и моды TM_{110} (E_{110}) в диапазоне частот 3,7 – 3,9 ГГц. Как видно, с приближением резонатора к экрану антенны (Рисунок 3.1а) либо сурфатрону (Рисунок 3.1б) смещение резонансных пиков как для моды TM_{010} (E_{010}), так и для моды TM_{110} (E_{110}) относительно исходного

положения с пустой газоразрядной трубкой увеличивается. Хорошо видно, что резонансный пик моды TM_{010} (E_{010}) расплывается и становится ниже уровня шумов векторного анализатора цепей и эта мода не может быть использована для диагностики при приближении к точке подвода энергии для двух антенн.

Полученные смещения резонансных частот пиков S_{21} пересчитывались по методике из 2.1 в концентрацию плазмы n_e среднюю по объему плазмы, находящейся в резонаторе и позволили определить аксиальное распределение концентрации электронов в исследуемых антеннах. Результаты полученные резонаторным методом сравнивались результатами полученными волноводным методом и измерениями интегральной светимостью (оптическим методом). Результаты представлены на рисунке 3.2.

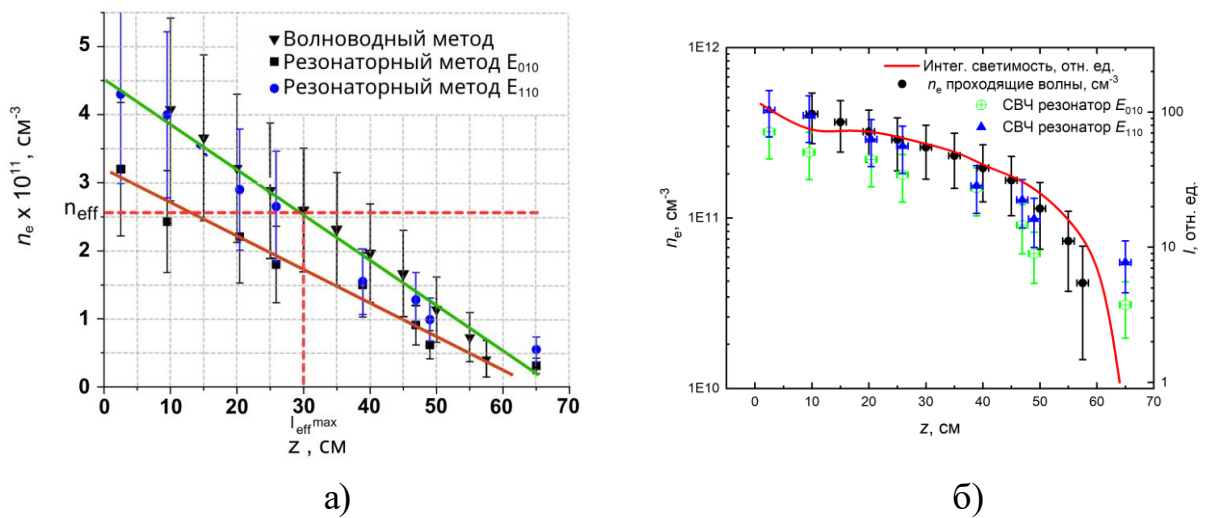


Рисунок. 3.2 – Экспериментально измеренное аксиальное распределение электронной концентрации плазмы с использованием различных методов в газоразрядной трубке ПНВА с $l=\lambda$. Сравнение диагностики аксиального распределения параметров плазмы а – распределение концентрации электронов, измеренное волноводным и резонаторным методами; б – Экспериментально измеренное аксиальное распределение электронной концентрации и интегральная светимость плазмы в газоразрядной трубке.

Из рисунка 3.2 (а) видно, что результаты измерений резонаторным методом с использованием моды TM_{010} (E_{010}) хорошо совпадает с

результатами измерений волноводным методом вплоть до области на удалении 50 см от сурфатрона.

На рисунке 3.2 (б) представлено сравнение продольного распределения электронной концентрации плазмы n_e в логарифмическом масштабе, измеренной различными методами вдоль оси газоразрядной трубки (координата Z). Результаты получены для мод СВЧ-резонатора TM_{010} (E_{010}) и TM_{110} (E_{110}), метода проходящих волн и интегральной светимости. Наблюдается характерное для разрядов на поверхностной волне [86,87] снижение концентрации плазмы n_e от $\sim 4-5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ вблизи точки возбуждения ($Z=0$) до $\sim 1-2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ на удаленном конце трубки ($Z=60-70 \text{ см}$). Данные для моды TM_{110} (E_{110}) демонстрируют высокую согласованность с независимыми измерениями методом проходящих волн, особенно в диапазоне $1 \cdot 10^{11}-5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (до $Z=50 \text{ см}$). В области с $Z > 50 \text{ см}$ (при малых значениях n_e) есть заметное расхождение между результатами измерений резонаторным методом и результатами измерений методом проходящих волн, что связано с нестабильностью оконечной области разряда и особенностями распределения концентрации плазмы и электрического поля в этой области. Характер аксиального распределения концентрации электронов, определенных методом проходящих волн, полностью совпадает с аксиальным распределением интегрального свечения разряда.

На рисунке 3.3 представлены графики зависимостей относительного сдвига частоты $\Delta f/f_0$ от нормированной концентрации плазмы n_e/n_0 для мод TM_{010} (E_{010}) и TM_{110} (E_{110}) в эксперименте и численном моделировании. Важно отметить, что для моды TM_{110} (E_{110}) экспериментальная и модельная зависимости линейны, в отличие от моды TM_{010} (E_{010}) с явно выраженной логарифмической зависимостью (особенно при $n_e > 6 \cdot n_{кр}$). В исследуемом диапазоне концентрации плазмы $10^{11}-10^{12}$ использование для измерения концентрации плазмы моды TM_{110} (E_{110}) цилиндрического резонатора может

снизить неточность измерений вследствие линейной связи измеряемых величин.

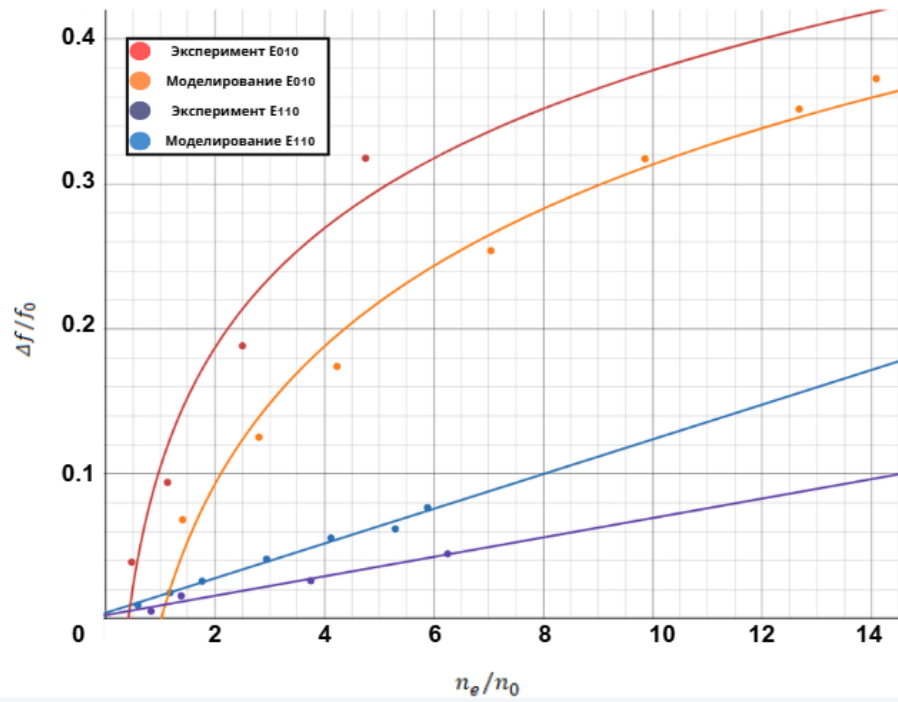


Рисунок 3.3 Зависимость относительного сдвига частоты $\Delta f/f_0$ от нормированной концентрации плазмы n_e/n_0 для мод TM_{010} (E_{010}) и TM_{110} (E_{110}) в эксперименте и численном моделировании.

На рисунке 3.4 (а) приведено аксиальное распределение электронной концентрации для четвертьволновой плазменной антенны при мощности источника 45 Вт и при сниженной мощности (−3 дБ) – 22,5 Вт. Вблизи экрана антенны концентрация электронов составила $4,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при мощности 45 Вт и $3,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при мощности 22,5 Вт. Спад концентрации электронов вдоль оси газоразрядной трубки сохраняет близкую к линейной форму, однако проявляется более крутой градиент вследствие меньшей длины трубки. Для исследуемых режимов градиент изменения концентрации составил $k = -0,45 \pm 0,13 \text{ см}^{-4}$ и не зависит от мощности вводимого СВЧ излучения.

На рисунке 3.4 (б) при номинальном уровне мощности (без дополнительного затухания) начальные значения близки к $4\text{--}5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а концу трубки (60–70 см) падают до $\sim 1\text{--}2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При введении

дополнительного затухания в 3 дБ (уровень мощности подводимой к разрядной лампе антенны около 22,5 Вт) концентрация плазмы уменьшается примерно в 1,5–2 раза по всей длине трубки. Так, если при полной мощности вблизи ввода СВЧ $n_e \sim 4\text{--}5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, то при пониженной мощности снижении на 3 дБ начальные значения падают в 1,5–2 раза до $\sim 2,5\text{--}3,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Конечные значения при увеличении аксиальной координаты также уменьшаются: с $\sim 1\text{--}2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ до $\sim 2\text{--}4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от конкретного метода измерения. Сама форма распределения остаётся почти линейной, что подтверждает основной фактор влияния – удалённость от точки генерации плазмы.

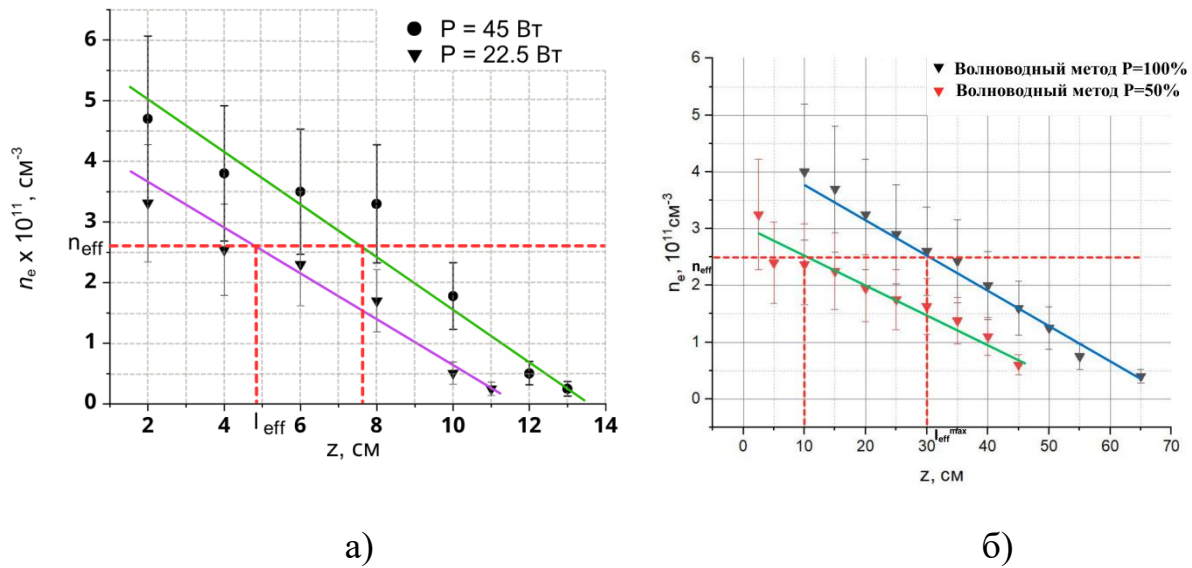


Рисунок 3.4 – аксиальное распределение концентрации электронов для полной и укороченной мощности в четвертьволновой плазменной антенне (а) и волновой антенне (б)

Согласно [34, 35], для устойчивой работы плазменной четвертьволновой антенны на частоте $f_0=445 \text{ МГц}$ ($\omega_0=2,8 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}$) минимально необходимая концентрация электронов должна быть не менее $n_e=2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, что соответствует условию $\omega_p=10 \cdot \omega_0$. Примем эту концентрацию за минимально необходимую эффективную концентрацию для работы плазменной антенны. Хотя для достижения наибольшего сходства с

параметрами металлического излучателя требуются значения порядка $n_e=2,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (соответствует $\omega_p=30 \cdot \omega_0$).

Значения эффективной концентрации электронов и определённой для них эффективных длин антенны определялись по рисунку 3.4, где они обозначены пунктирными линиями. Оценка электрической длины четвертьволновой антенны показала, что при мощности 45 Вт эффективная длина составляет около 9 см, а при мощности 22,5 Вт – около 4 см. Для волновой антенны эффективная электрическая длина составляет 30 см при вводимой мощности $P = 45 \text{ Вт}$ и 10 см при вводимой мощности $P = 22,5 \text{ Вт}$.

Полученные значения заметно ниже резонансной длины 16,5 см для частоты $f=445 \text{ МГц}$. В таких условиях излучатель может рассматриваться как слабонаправленная вибраторная антенна, без учета эффекта укорочения электрической длины плазменной антенны [35].

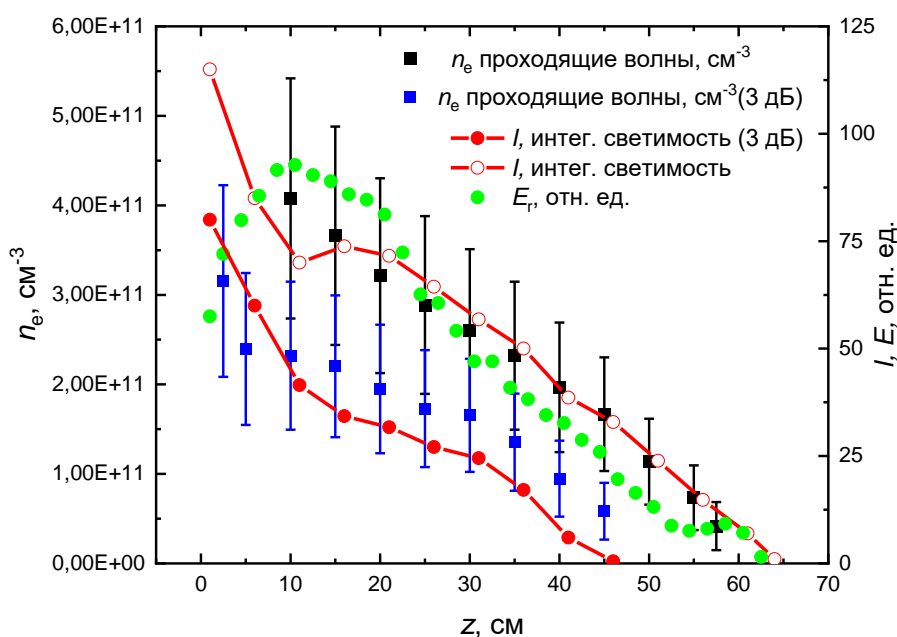


Рисунок. 3.5 – Экспериментальные продольные распределения радиальной компоненты напряженности электрического поля E_r ПЭВ, интегральной светимости плазмы $I(z) \sim n_e(z)$ и средней по сечению концентрации плазмы, измеренной методом проходящих волн при $p = 1 \text{ Торр}$.

На рисунке 3.5 для волновой антенны представлены распределения концентрации и интегральной светимости при двух мощностях и распределение электрического поля. Полученные данные показывают, что в

рассматриваемых экспериментальных условиях наблюдаемая интенсивность свечения плазмы прямо связана с концентрацией электронов. Значительное увеличение концентрации в области, прилегающей к аппликатору, обусловлено выносом плазмы из него и последующим формированием поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) [46]. На этом же рисунке приведено измеренное распределение E_r компоненты поля ПЭВ. В ходе эксперимента разряд не распространялся до конца трубки, вследствие чего основная часть энергии бегущей ПЭВ расходуется на поддержание разряда. По мере удаления от источника наблюдается затухание электрического поля ПЭВ, связанное с потерями энергии на ионизационные процессы. Для холодной слабостолкновительной плазмы ($\nu_{en}/\omega \ll 1$, где ν_{en} – частота столкновения электронов с нейтральными атомами, а ω – циклическая частота волны) стационарный разряд представляет собой плазменный столб, концентрация электронов n_e в котором преимущественно линейно [46] спадает от аппликатора вплоть до критической концентрации [6] $n_{\min} = (1 + \varepsilon_d)n_c = 1.25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (ε_d – диэлектрическая проницаемость трубки; n_c – критическая концентрация плазмы), ниже которой невозможно распространение поверхностной волны.

Длина волны ПЭВ λ_s определялась по интерферометрической картине, возникающей при наложении зондового сигнала E_r^2 с опорным сигналом $E_{\text{оп}}^2$ с генератора (сигнал с петлевой антенны внутри сурфатрона. На интерференционной картине наблюдается около 1,2 периода синусоидального сигнала, что обусловлено близостью длины волны к длине разрядного столба. Оценка длины поверхностной электромагнитной волны дала следующие значения: ближе к началу столба длина волны $\lambda_{s0} \sim 52$ см, а ближе к концу $\lambda_{s1} \sim 40$ см, средняя $\bar{\lambda}_s = 48$ см. С помощью дисперсионного уравнения для ПЭВ $m = 0$ моды [45], распространяющейся по однородному плазменному столбу в кварцевой трубке, вычислены значения концентрации электронов, соответствующих измеренным длинам волн: $n_{e0} = 3,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_{e1} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\bar{n}_e = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Данные результаты хорошо согласуются

с измерениями концентрации электронов методом проходящих волн. Разряд характеризуется высокой концентрацией от $\sim 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ до $\sim 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в линейной части разряда, сильно превышающей критическую концентрацию плазмы $\bar{n}_e/n_c \approx 100$.

Исходя из того, что основной рабочий газ в лампе аргон, давление также было оценено через характерное время распада плазмы, определенное по светимости плазмы и методом проходящих волн. Считая, что основным каналом потерь является диффузия, измеренное время распада $\sim 180 \text{ мкс}$ соответствует характерному давлению аргона 1-1,5 Торр [48].

3.2 Развитие плазменного канала антенны при разряде, поддерживаемом поверхностной электромагнитной волной

В настоящем разделе представлены результаты численного моделирования процесса развития и установления разряда, поддерживаемого поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ), в цилиндрической кварцевой трубке плазменной несимметричной вибраторной антенны с двумя различными внутренними радиусами: $r_a = 5 \text{ мм}$ и $r_a = 12 \text{ мм}$. Подробное описание численной модели приведено в разделе 2.2. Рабочим газом служит аргон в диапазоне давлений 0,05–1,3 Торр; частота питающего ВЧ-генератора составляет 445 МГц, что соответствует экспериментальным условиям работы плазменной антенны.

Целью моделирования является воспроизведение характерных экспериментально наблюдаемых закономерностей: осевого и радиального распределений концентрации электронов, скорости фронта ионизации, а также анализ физических механизмов, определяющих структуру разряда при различных давлениях газа и геометрических параметрах трубки. Особое внимание уделяется роли нелокального нагрева электронов в области резонанса плазмы вблизи критической концентрации, которая при частоте 445 МГц составляет $n_c \approx 2,5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ [94, 95].

Для трубки с меньшим внутренним радиусом $r_a = 5$ мм расчёты выполнены при давлениях аргона 0,15 и 0,67 Торр. Пространственные «моментальные снимки» процесса ионизации представлены на рисунке 3.6.

При давлении $p = 0,15$ Торр (параметр $pa = 0,075$ Торр·см) развитие разряда можно разделить на три последовательные стадии (рисунок 3.6 (а–в)):

На начальном этапе ($t = 0,10$ мкс) происходит первичная ионизация: у антенны формируется узкий интенсивный пик концентрации электронов, при этом фронт разряда ещё не сформирован. На стадии активного распространения ($t = 0,25$ мкс) фронт разряда быстро продвигается вдоль трубки, пик концентрации вблизи антенны уменьшается, а на удалении от неё возникает плато с умеренным уровнем концентрации. На этапе стабилизации ($t = 0,80$ мкс) формируется протяжённый равномерный плазменный канал с пологим осевым спадом концентрации; при данном давлении большая длина свободного пробега электронов способствует их эффективному ускорению полем ПЭВ. При давлении $p = 0,67$ Торр (параметр $pa = 0,335$ Торр·см) картина кардинально отличается. Даже к моменту $t = 0,80$ мкс плазма остаётся локализованной вблизи антенны: наблюдается узкий высокий пик концентрации с быстрым спадом до фоновых значений (рисунок 3.6 (г)). Образование компактного сгустка плазмы объясняется высокой частотой электрон-нейтральных столкновений: электроны не успевают набрать достаточную энергию за период радиосигнала, что существенно снижает скорость ионизации вдали от антенны и препятствует эффективному распространению фронта.

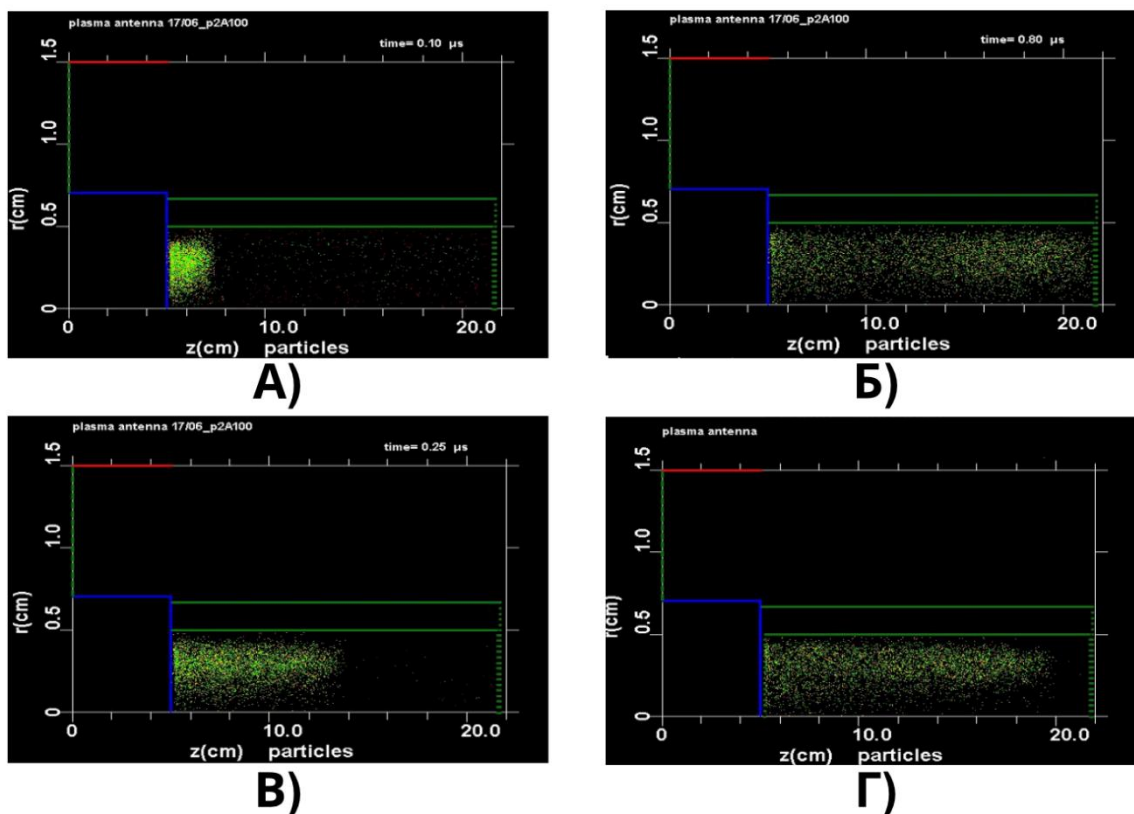
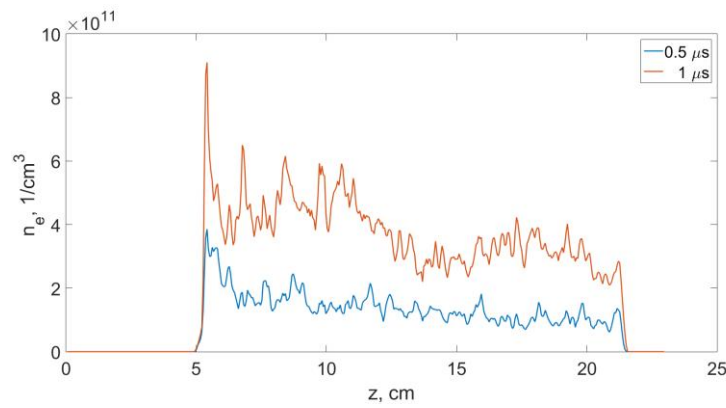
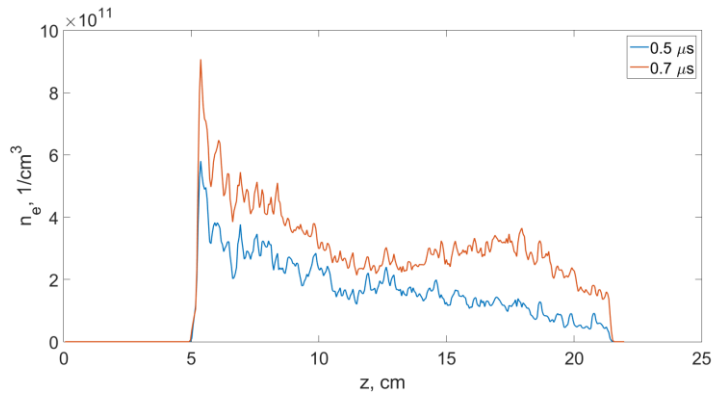


Рисунок 3.6 – Моментальные снимки процесса ионизации в аргоне для газоразрядной трубки с $r_a = 5$ мм: а, б, в – $p = 0,15$ Торр, моменты времени $t = 0,10; 0,25; 0,80$ мкс соответственно; г – $p = 0,67$ Торр, $t = 0,80$ мкс

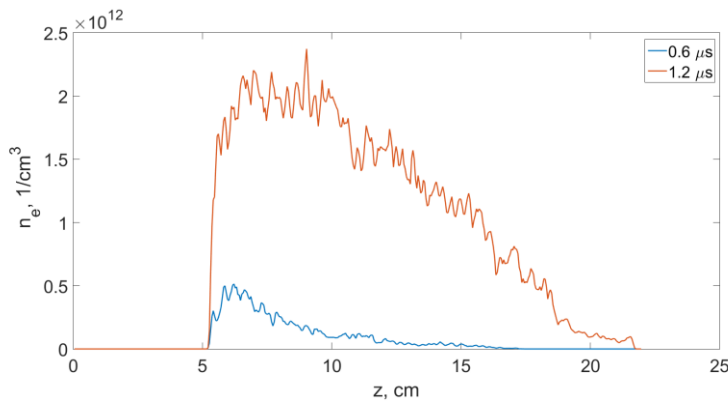
Аксиальные профили концентрации электронов для трубки с $r_a = 5$ мм показаны на рисунке 3.7. Видно, что при $p = 0,15$ Торр и $p = 0,33$ Торр к завершению расчёта формируется осевой профиль со слабым градиентом концентрации, характерным для режима эффективного распространения ПЭВ. При $p = 0,67$ Торр профиль концентрации крутой: плазма сосредоточена в небольшой области у антенны. Сопоставление двух режимов подтверждает решающую роль отношения pa в формировании осевой структуры разряда.



а)



б)



в)

Рисунок 3.7 – Аксиальные профили концентрации электронов для трубки с $r_a = 5$ мм: а – $p = 0,15$ Торр; б – $p = 0,33$ Торр, в – $p = 0,67$ Торр. Различные кривые соответствуют разным моментам времени

Аксиальные профили концентрации электронов, усреднённые по поперечному сечению, рассчитанные для трубки с внутренним радиусом $r_a = 12$ мм при различных давлениях аргона, показаны на рисунке 3.7. Рассмотрим результаты для каждого давления.

При давлении $p = 1$ Торр стабильный расчёт продолжается примерно до 1,1 мкс. В процессе развития разряда формируется плазменный канал, стабилизированная длина которого к моменту окончания расчёта достигает ~ 14 см. Расчётный осевой профиль концентрации демонстрирует линейное

убывание вдоль трубки – закономерность, аналогичная наблюдаемой экспериментально и соответствующая разрядам, поддерживаемым ПЭВ [90,91,98]. Следует отметить, что рассчитанные значения концентрации оказываются примерно в два раза ниже экспериментальных. Это расхождение обусловлено двумя факторами: во-первых, медленными процессами повторной ионизации с характерным временем 200–300 мкс, которые не успевают проявиться в рамках допустимого времени расчёта; во-вторых, наличием паров ртути в экспериментальной установке, значительно повышающих эффективность ионизации при относительно высоком давлении [102]. Влияние паров ртути не учитывалось в данной модели.

При давлении $p = 0,33$ Торр разряд распространяется в трубке длиной 17 см, и фронт ионизации достигает торца трубки уже при $t = 750$ нс. Осевой профиль концентрации также линейно убывает в стабилизированной части разряда. После отражения ПЭВ от торца трубки возникает частично стоячая волна: интерференция падающей и отражённой ПЭВ приводит к модуляции осевого профиля концентрации, отчётливо наблюдаемой при $t = 1100$ нс. Данный эффект свидетельствует о существенной роли отражения волны в формировании структуры разряда при умеренных давлениях. В эксперименте модуляция профиля концентрации не наблюдалась так как для двух антенн плазменные образования не достигали конца газоразрядной трубки как видно из 2.1.

При давлении $p = 0,03$ Торр, соответствующем области разреженных газов, фронт ионизации распространяется существенно быстрее, однако установившаяся концентрация электронов оказывается заметно ниже. Снижение давления сопровождается уменьшением частоты столкновений электронов с нейтральными частицами v_{en} . Это, с одной стороны, способствует более эффективному ускорению электронов и увеличению скорости продвижения ионизационного фронта, а с другой – приводит к уменьшению числа ионизационных актов на единицу длины, что в конечном итоге снижает стационарную концентрацию плазмы. Таким образом,

наблюдается следующая закономерность: при уменьшении давления скорость распространения фронта ионизации возрастает, тогда как равновесная концентрация плазмы уменьшается [97].

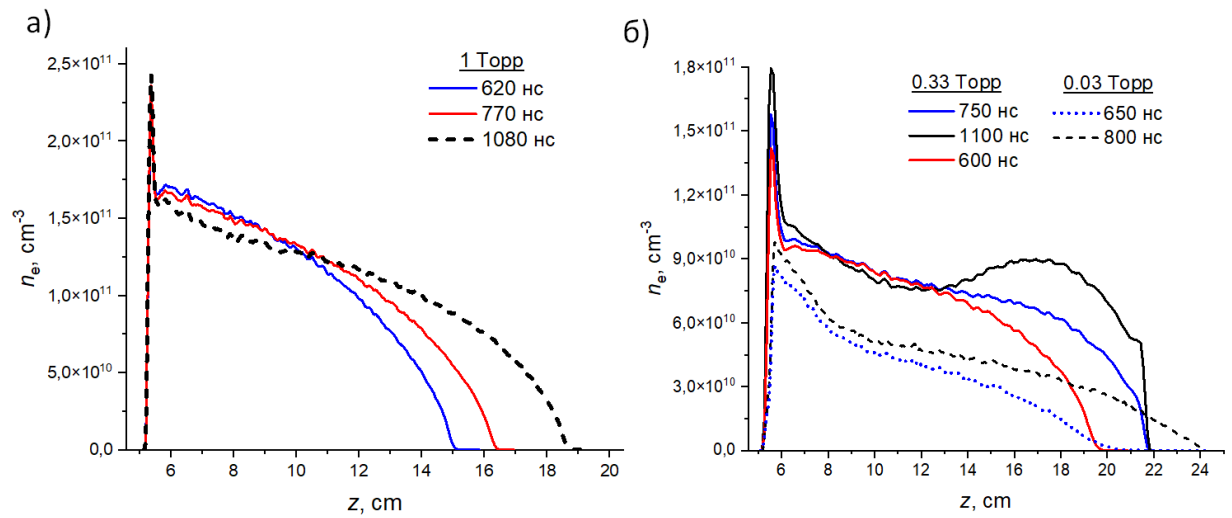


Рисунок 3.8– Результаты моделирования в коде КАРАТ аксиальных средних по сечению профилей концентрации электронов при различных давлениях аргона и моментах времени от начала развития разряда для газоразрядной трубки с внутренним радиусом $r_a = 12$ мм: а – $p = 1$ Торр; б – $p = 0,33$ Торр и $p = 0,03$ Торр.

Пространственное (двумерное) распределение энергии электронов в распространяющемся разряде представлено на рисунке 3.9. На рисунке 3.9 (а), соответствующем давлению $p = 1$ Торр в момент времени $t = 1080$ нс, ясно видна область интенсивного нагрева электронов, локализованная вблизи фронта ионизации. При $p = 0,1$ Торр (рисунок 3.9 (б) , $t = 270$ нс) зона повышенной энергии расширяется вдоль оси: электроны с большой длиной свободного пробега распространяются из области нагрева в соседние зоны, формируя нелокальный нагрев плазмы. Таким образом, пространственные распределения энергии наглядно демонстрируют, что основной вклад в поддержание разряда вносится именно в области фронта [94, 95].

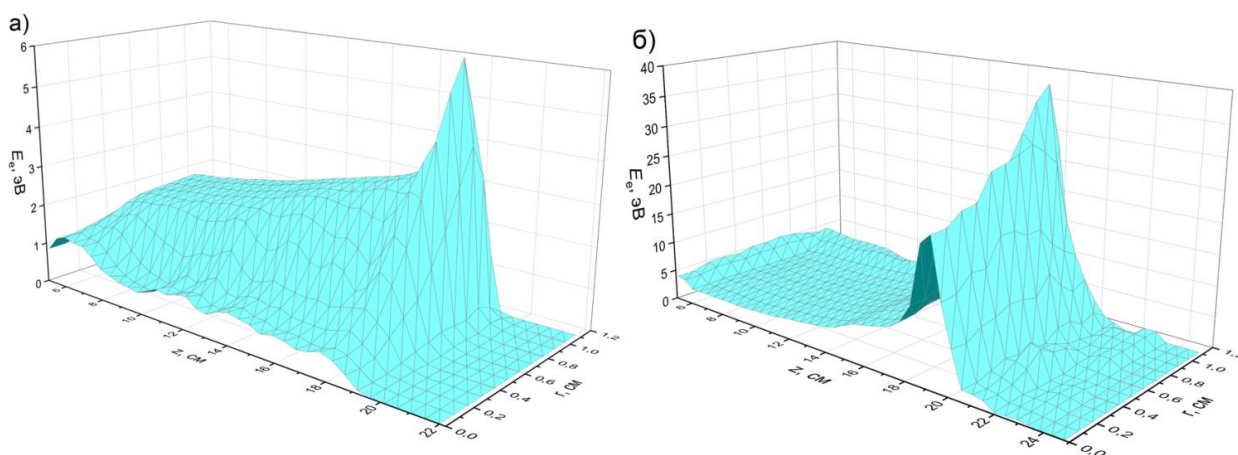


Рисунок 3.9 – Пространственное распределение энергии электронов в распространяющемся разряде: а – $p = 1$ Торр, $t = 1080$ нс; б – $p = 0,1$ Торр, $t = 270$ нс. Трубка с $r_a = 12$ мм

В области фронта происходит интенсивное усиление СВЧ-поля вблизи критической концентрации $n_c \approx 2,5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ [94]. На рисунке 3.10 приведены радиальные распределения постоянной составляющей E_{rDC} и СВЧ-составляющей E_{rRF} радиального электрического поля, а также концентраций электронов n_e и ионов n_i в зоне фронта ионизации при двух давлениях.

Оба максимума E_{rDC} и E_{rRF} локализованы вблизи слоя с критической концентрацией, формируя плазменно-резонансный слой, в котором происходит резкое усиление поля. Степень усиления определяется отношением ω/v_{en} при $p = 1$ Торр это отношение составляет ≈ 3 , при $p = 0,1$ Торр ≈ 30 [94, 95]. Ширина резонансного слоя в физическом пространстве определяется выражением

$$\Delta_{\text{рез}} = L_r (v_{\text{en}}/\omega), \quad (3.1)$$

где L_r – масштаб пространственного изменения профиля концентрации. При $p = 1$ Торр: $L_r \approx 2,8 \times 10^{-2}$ см, $\Delta_{\text{рез}} \approx 9,8 \times 10^{-3}$ см. При $p = 0,1$ Торр: $L_r \approx 4,6 \times 10^{-2}$ см, $\Delta_{\text{рез}} \approx 1,4 \times 10^{-3}$ см [94, 95].

В условиях, когда длина Дебая при критической концентрации превышает L_r , нарушается квазинейтральность плазмы в резонансном слое. Это приводит к формированию пространственного заряда и возникновению амбиполярного электрического поля E_{rDC} с максимумом на критическом

радиусе. По результатам моделирования, при $p = 0,1$ Торр амбиполярное поле достигает ≈ 540 В/см, при $p = 1$ Торр – ≈ 320 В/см.

Условие нелокального нагрева электронов – $\lambda_e \gg \Delta_{рез}$ – выполняется при обоих давлениях. При $p = 1$ Торр длина свободного пробега электрона $\lambda_e \approx 0,15$ см (при $T_e = 5$ эВ), а длина энергетической релаксации $L_e \approx 1,5$ см. При $p = 0,1$ Торр $\lambda_e \approx 2$ см (при $T_e = 18$ эВ), $L_e \approx 4,5$ см [7,95]. Таким образом, нагретые в резонансном слое электроны диффундируют в окружающую плазму, обеспечивая её подогрев на расстояниях, значительно превышающих толщину резонансного слоя, что и обуславливает нелокальный характер энерговыклада.

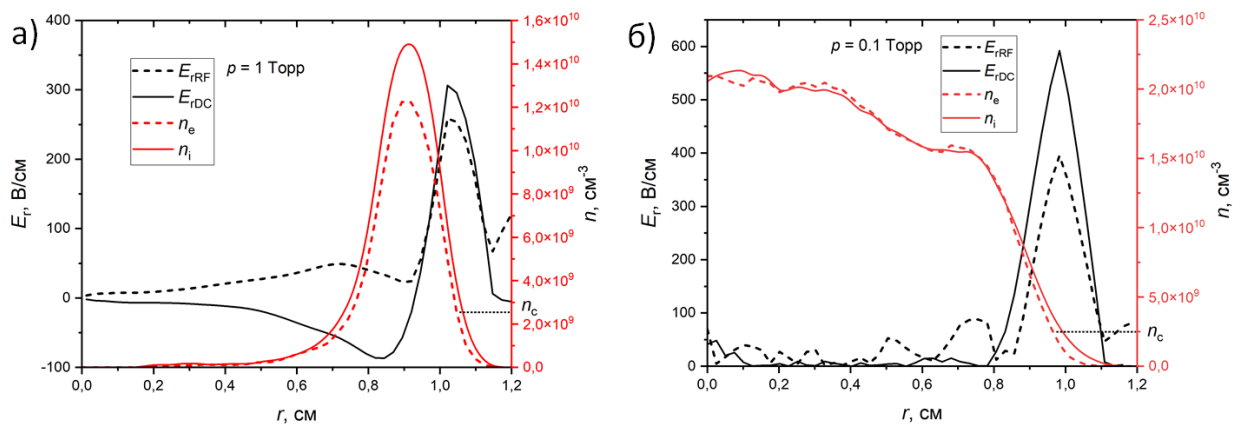


Рисунок 3.10 – Радиальные распределения постоянной E_{rDC} и E_{rRF} составляющих электрического поля, концентрации электронов n_e и ионов n_i в области фронта ионизации: а – $p = 1$ Торр; б – $p = 0,1$ Торр. Пунктирной линией отмечена критическая концентрация n_c . Трубка с $r_a = 12$ мм

Скорость фронта ионизации является важнейшей характеристикой режима распространения разряда. На рисунке 3.11 показаны зависимости скорости фронта от координаты вдоль трубки, полученные численно при $p = 0,033$ Торр, 1 Торр и 3 Торр, а также экспериментальная зависимость при $p = 1$ Торр. Вблизи возбуждителя скорость фронта ионизации в эксперименте достигает $v_f \approx 4 \times 10^6$ см/с и экспоненциально убывает вдоль трубки. Необходимо учитывать, что в численной модели ВЧ-мощность, проходящая через торец трубки при давлении 1 Торр, составляет около 90 Вт, что превышает экспериментальное значение. Такое допущение было принято

намеренно: оно не оказывает существенного влияния на пиковую концентрацию электронов и её пространственное распределение, однако позволяет значительно сократить время вычислений. Вместе с тем завышенная мощность заметно ускоряет скорость распространения фронта плазмы и влияет на динамику трансформации профиля концентрации в стабилизированной части разряда.

Результаты расчётов демонстрируют сильную зависимость скорости фронта от подводимой мощности. При её снижении с 90 до 50 Вт скорость фронта уменьшается втрое, а время счёта соответственно возрастает в три раза. Для сравнения с экспериментом следует принять во внимание, что на выходе сурфатрона в реальных условиях проходит не более 35–40 Вт, причём часть этой мощности расходуется на поддержание разряда в той области трубки, которая находится внутри устройства ввода энергии. Экспериментально измеренная скорость фронта на участке 0–10 см и расчётная скорость на участке 0–8 см при условиях, наиболее близких к экспериментальным (1 Торр, 50 Вт), различаются приблизительно в 3 раза. Данное расхождение объясняется совокупностью факторов: влиянием паров ртути на распространение разряда, а также разницей в подводимой мощности и возможным отличием в реальном давлении газа.

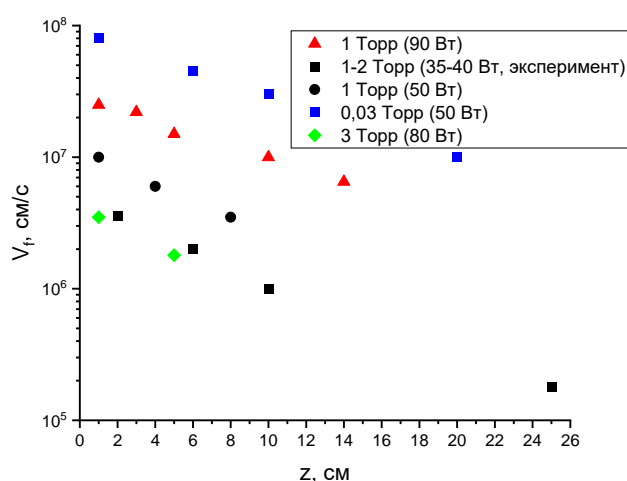


Рисунок 3.11 – Распределения скорости фронта ионизации, полученные из численной модели для $p = 1; 0,033$ и 3 Торр, и экспериментальное распределение скорости фронта при $p = 1$ Торр

3.3. Влияние аксиального распределения концентрации электронов на эффективную электрическую длину и диаграмму направленности плазменной антенны

Описанные в 3.1 экспериментально полученные экспериментальные аксиальные распределения электронной концентрации плазмы были учтены в моделях плазменных антенн в COMSOL Multiphysics как описано в 2.3. На рисунке 3.12 и 3.13 представлены сравнения диаграммы направленности ПНВА с $l = \lambda/4$ и λ при равномерном аксиальном распределении концентрации плазмы и линейном снижении. Радиальный профиль концентрации в этой модели задавался равномерным. Во всех представленных диаграммах направленности угол $\varphi = 0^\circ$ соотнесён с осью газоразрядной трубки плазменной антенны и ориентирован в сторону от сурфатрона (или экрана).

Для волновой ПНВА с равномерным распределением плазмы эффективной длиной антенны 65 см (рисунок 3.12 (а), кривая 1) диаграмма направленности характеризуется главным лепестком, ориентированным под углами 127° и 233° , шириной по уровню -3 дБ $36,3^\circ$, а также высоким уровнем побочного излучения в направлении 55° и 275° . При введении линейно убывающего вдоль антенны распределения концентрации электронов (входная мощность 45 Вт, кривая 2) эффективная длина антенны уменьшается более чем в два раза (до 30 см), что приводит к существенной трансформации диаграммы направленности: главный лепесток смещается на 19° (до 106°), его ширина увеличивается до 54° , а боковые лепестки полностью подавляются. Количественные параметры диаграмм направленности приведены в таблице 3.1. На рисунке 3.12 (б) представлена диаграмма направленности для антенны с эффективной длиной 30 см при равномерном распределении плазмы, которая занимает промежуточное положение между кривыми 1 и 2 на рисунке 3.12 (а).

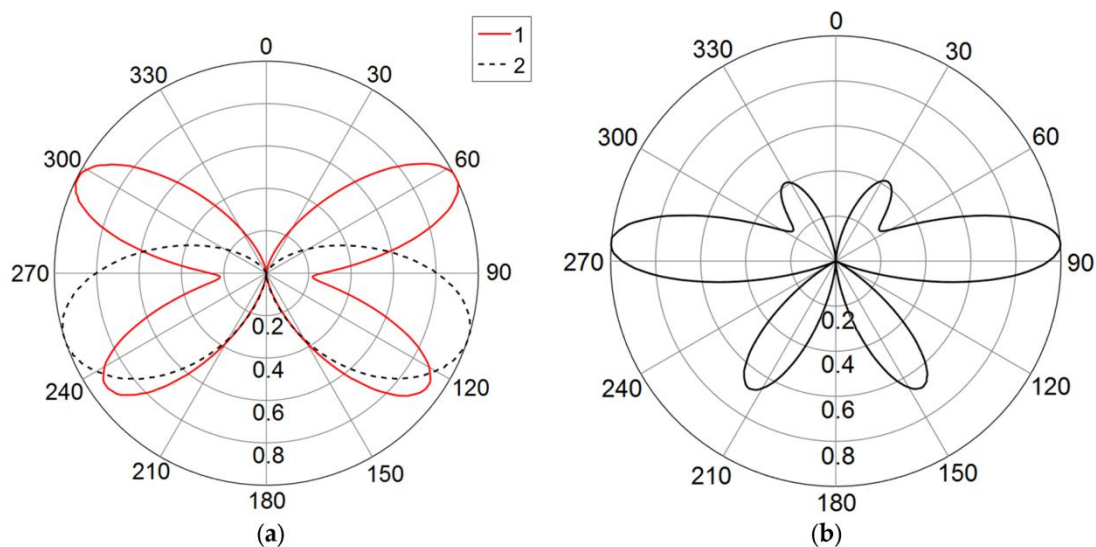


Рисунок 3.12. Диаграммы направленности (численное моделирование) волновой антенны для различных осевых распределений электронной концентрации плазмы (а): 1–равномерное распределение; 2–линейное уменьшение в осевом направлении при 45 Вт, (б) для эффективной длины антенны 30 см при равномерном распределении электронной концентрации плазмы.

Таблица 3.1 Параметры диаграмм направленности волновой антенны для различных аксиальных распределений электронной концентрации плазмы.

	Частота ГГц	Амплитуда главного лепестка	Направление главного лепестка	Угловая ширина (3 дБ)	Уровень боковых лепестков дБ	Эффективная длина см
1	0.45	2.13	127.0°	36.3°	-0.8	70
2	0.45	1.92	106.0°	54.0°		30

Аналогичные закономерности наблюдаются и для четвертьволновой плазменной антенны (рисунок 3.13). Кривая 1 соответствует экспериментальной диаграмме направленности металлической антенны [103], кривая 2 – результатам моделирования ПНВА с равномерным распределением концентрации электронов, кривая 3 – экспериментальной

диаграмме плазменной антенны [103], а кривая 4 – результатам моделирования при линейно убывающем распределении концентрации электронов вдоль длины антенны (45 Вт).

Для однородного плазменного столба длиной 16 см (кривая 2) главный лепесток направлен под углом 58° при ширине $58,8^\circ$. Введение линейного градиента концентрации (кривая 4) приводит к уменьшению эффективной длины вдвое (до 8 см), расширению главного лепестка до $107,4^\circ$ и его незначительному смещению до 61° . При этом происходит слияние главного и боковых лепестков, в результате чего формируется диаграмма направленности, близкая к экспериментальной для металлической антенны (кривая 1) [103]. Диаграмма направленности для равномерного распределения на рисунке 3.12 (а) хорошо согласуется с экспериментальными и численными результатами для плазменной антенны на частоте 2,45 ГГц, возбуждаемой переменным разрядом с частотой 10 кГц, представленными в [104]. Количественные характеристики диаграмм приведены в таблице 3.2.

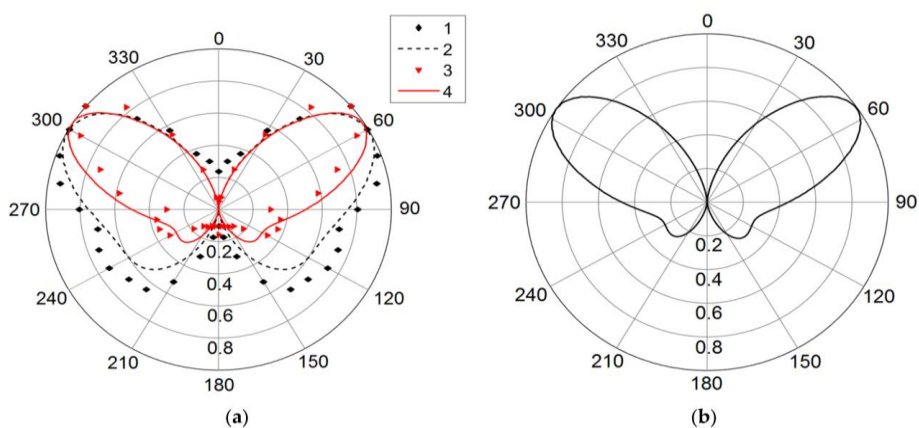


Рисунок 3.13. Диаграммы направленности для: (а) 1–металлической антенны (эксперимент [104]); 2–PADA с линейным уменьшением электронной концентрации плазмы в осевом направлении при 45 Вт (моделирование); 3–PADA (эксперимент [104]); 4–PADA с равномерным распределением электронной концентрации плазмы (моделирование); (б) эффективная длина антенны 8 см с равномерным распределением концентрации электронов в плазме.

Таблица 3.2 Параметры диаграммы направленности четвертьволновой антенны для различных распределений электронной концентрации в осевой области плазмы.

	Частота ГГц	Амплитуда главного лепестка	Направление главного лепестка	Угловая ширина (3 дБ)	Уровень боковых лепестков дБ	Эффективная длина см
2	0.45	1.97	58.0°	58.8°	-5.4	16
4	0.45	1.39	61.0°	107.4°		8

Физический механизм наблюдаемых эффектов определяется совокупностью трёх взаимосвязанных факторов: уменьшение эффективной длины антенны приводит к изменению распределения тока вдоль её оси, модифицируются фазовые соотношения в излучающей системе, а также уменьшается электрический размер антенны относительно длины волны. Полученные результаты демонстрируют, что неоднородность плазмы оказывает критическое влияние на характеристики антенны: линейный градиент концентрации электронов вызывает увеличение ширины диаграммы направленности в 1,5–2 раза, смещение направления главного лепестка и уменьшение эффективной электрической длины в 2–3 раза. Это открывает перспективы для разработки реконфигурируемых антенн, в которых управление профилем концентрации электронов в плазме может обеспечивать динамическое сканирование диаграммы направленности без использования механических элементов.

Экспериментальные диаграммы направленности воспроизводят теоретически предсказанные преимущества плазменной антенны, связанные с управляемостью излучения за счёт изменения длины и электронной плазменного столба. Моделирование позволило установить ключевые закономерности развития плазменного столба, а также выявить влияние

параметров начального возбуждения и граничных условий на динамику формирования плазмы.

В силу продольной неоднородности разряда наблюдались две ключевые части: основная стабилизированная часть, в которой параметры плазмы выходили на квазистационарный режим, и фронт возбуждения – область нарастающего ионизационного фронта, где энергия ПЭВ активно поглощалась.

В третьей главе экспериментально и численно исследована пространственная структура плазмы в плазменной несимметричной вибраторной антенне. Для диагностики аксиального распределения концентрации электронов применялись два независимых метода – резонаторный (моды TM_{010} и TM_{110}) и метод проходящих волн, – результаты которых взаимно согласуются и дают целостную картину продольной структуры разряда. Численное моделирование в коде КАРАТ воспроизводит основные закономерности формирования и распространения плазменного столба при различных давлениях аргона, позволяя установить физические механизмы, определяющие аксиальный профиль концентрации. Влияние полученных распределений на электродинамические характеристики антенны – эффективную электрическую длину и диаграмму направленности – оценено как экспериментально, так и в рамках численных расчётов в COMSOL Multiphysics.

Выводы по главе 3

1. Проведено сравнение двух независимых методов определения аксиального профиля концентрации электронов – резонаторного (моды TM_{010} и TM_{110}) и метода проходящих волн. Все методы демонстрируют хорошее взаимное согласие, особенно в диапазоне концентраций 10^{11} – $5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ и на расстояниях до 60 см от источника возбуждения.

2. Мода TM_{110} (E_{110}) цилиндрического резонатора обладает существенным преимуществом перед модой TM_{010} (E_{010}) для диагностики

плазмы в исследуемом диапазоне концентраций 10^{11} – 10^{12} см^{-3} : зависимость относительного сдвига частоты $\Delta f/f_0$ от нормированной концентрации плазмы n_e/n_0 для неё линейна, тогда как для моды TM_{010} выражена логарифмическая зависимость. Линейная характеристика снижает методическую погрешность измерений при высоких концентрациях плазмы. Мода TM_{010} теряет информативность вблизи экрана антенны и у сурфатрона, опускаясь ниже уровня шумов анализатора.

3. Аксиальный профиль концентрации электронов $n_e(z)$ в обеих исследованных конфигурациях ПНВА хорошо аппроксимируется линейной функцией с постоянным градиентом. Значение градиента для волновой ПНВА: $k = -0,07 \pm 0,02 \times 10^{11} \text{ см}^{-4}$; для четвертьволновой ПНВА: $k = -0,45 \pm 0,13 \times 10^{11} \text{ см}^{-4}$. Характер распределения полностью повторяет аксиальный профиль интегральной светимости плазменного столба, что подтверждает прямую пропорциональность интенсивности свечения и концентрации электронов в исследуемых условиях. Разряд характеризуется высокой концентрацией плазмы, существенно превышающей критическую: $n_e/n_c \approx 100$.

4. Снижение мощности источника на 3 дБ (с 45 до 22,5 Вт) уменьшает концентрацию электронов в 1,5–2 раза по всей длине трубки для обеих ПНВА, не изменяя формы аксиального профиля. Начальные значения снижаются с $\sim 4\text{--}5 \cdot 10^{11}$ до $\sim 2,5\text{--}3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, значения на окнце разрядной трубки – с $\sim 1\text{--}2 \cdot 10^{11}$ до $\sim 2\text{--}4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Это свидетельствует о том, что основным управляющим параметром длины и концентрации плазменного столба является подводимая мощность, а наклон снижения определяется удалённостью от точки генерации.

5. Оценка эффективной электрической длины для четвертьволновой плазменной антенны показала, что при мощности 45 Вт она составляет 9 см, при 22,5 Вт – 4 см. Аналогичная величина для волновой ПНВА составила 30 см при мощности 45 Вт и 10 см при 22,5 Вт. Эти значения существенно ниже

соответствующих резонансных длин антенн. Таким образом в исследуемых режимах антенны работают в режиме электрически короткого излучателя.

6. Численное моделирование в коде КАРАТ воспроизводит характерный для экспериментов квазилинейный аксиальный спад концентрации плазмы. Скорость распространения ионизационного фронта убывает вдоль трубки по экспоненциальному закону и возрастает с уменьшением давления: при низком давлении ($p = 0,15$ Торр) за $0,8$ мкс формируется протяжённый однородный плазменный канал, тогда как при $p = 0,67$ Торр плазма остаётся локализованной вблизи антенны. Расчётные значения концентрации плазмы примерно в 2 раза ниже экспериментальных, что объясняется медленными процессами доионизации квазистационарной части столба ($\sim 200\text{--}300$ мкс) и влиянием паров ртути в экспериментальной газоразрядной трубке.

7. При давлении $0,33$ Торр обнаружен эффект частичного отражения ПЭВ от торца трубки: когда ионизационный фронт достигает конца трубки ($t = 750$ нс), образующаяся частично стоячая поверхностная волна модулирует продольный профиль концентрации плазмы. Модуляция нарастает с характерными временами, определяемыми скоростью ионизации и амбиполярной диффузией. Данный эффект необходимо учитывать при проектировании плазменных антенн с открытым торцом трубки.

8. На ионизационном фронте установлен механизм нелокального резонансного нагрева электронов. В окрестности критической концентрации $n_c \approx 2,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ радиальная ВЧ-компонента поля ПЭВ резко усиливается; степень усиления определяется отношением $\omega/v_{en} \approx 3$ (1 Торр) и ≈ 30 (0,1 Торр). Энергия электронов в резонансном слое достигает 13 эВ (1 Торр) и 54 эВ (0,1 Торр). Нагрев является нелокальным: длина релаксации энергии L_e составляет $\sim 1,5$ см (1 Торр) и $\sim 4,5$ см (0,1 Торр), что согласуется с масштабом аксиального «размывания» энергии в стабилизированную часть разряда. Самосогласованно формируются резонансное усиление ВЧ-поля, нелокальный нагрев и амбиполярное поле

E_{rDC} (~ 540 В/см при 0.1 Торр и ~ 320 В/см при 1 Торр), совместно поддерживающие продвижение фронта.

10. Численное моделирование в COMSOL с использованием модели Друде показало, что реальный неоднородный профиль $n_e(z)$ существенно изменяет характеристики ДН по сравнению с равномерным профилем. Для волновой ПМА: смещение максимума, почти двухкратное уширение главного лепестка, исчезновение бокового лепестка. Для четвертьволновой ПНВА: уменьшение амплитуды главного лепестка без смещения максимума, уширение за счёт слияния бокового лепестка с главным. Результаты численного моделирования в COMSOL Multiphysics хорошо согласуются с экспериментальными диаграммами направленности. Изменение аксиального профиля концентрации плазмы (длина активного столба) является эффективным инструментом управления диаграммой направленности:

Глава 4. Влияние радиального распределения концентрации электронов в плазме на характеристики излучения плазменных антенн

В настоящей главе рассмотрено влияние радиального распределения концентрации электронов $n_e(r)$ на характеристики плазменных антенн. В отличие от предыдущей главы, посвящённой продольной неоднородности плазменного канала, здесь основное внимание уделено неоднородности распределения электронов по радиусу, условиям её формирования и влиянию на излучательные свойства антенны. Исследование основано на результатах экспериментального исследования, численного РiС-моделирования и электродинамических расчётов и их сопоставления между собой, с учётом аналитических оценок.

4.1. Эволюция радиального профиля плазмы в плазменной несимметричной вибраторной антенне

На рисунке 4.1 приведены радиальные профили концентрации электронов n_e для трёх давлений аргона в различные моменты времени. Верхний график соответствует низкому давлению, средний – промежуточному, нижний – повышенному. Анализ зависимости $n_e(r)$ в пределах $\pm 1,5$ см от центра позволяет оценить не только амплитуду концентрации, но и форму распределения.

При низком давлении максимум концентрации наблюдается не в центре, а в симметрично расположенных областях по обе стороны от него, формируя два выраженных пика. С ростом времени ($0,6 \rightarrow 1,2$ мкс) концентрация увеличивается, распределение сглаживается, однако центральная впадина сохраняется.

При промежуточном давлении структура остаётся двойной, но пики становятся шире и симметричнее. С ростом времени ($0,5 \rightarrow 0,7$ мкс) концентрация увеличивается, а профиль выравнивается.

При высоком давлении наблюдается гауссовский профиль с выраженным центральным максимумом. Со временем (0,5 → 1,0 мкс) амплитуда заметно возрастает, но форма распределения остаётся стабильной, что указывает на устойчивый и равномерный ионизационный процесс.

Таким образом, с ростом давления структура меняется от двухпиковой к однопиковой, более устойчивой.

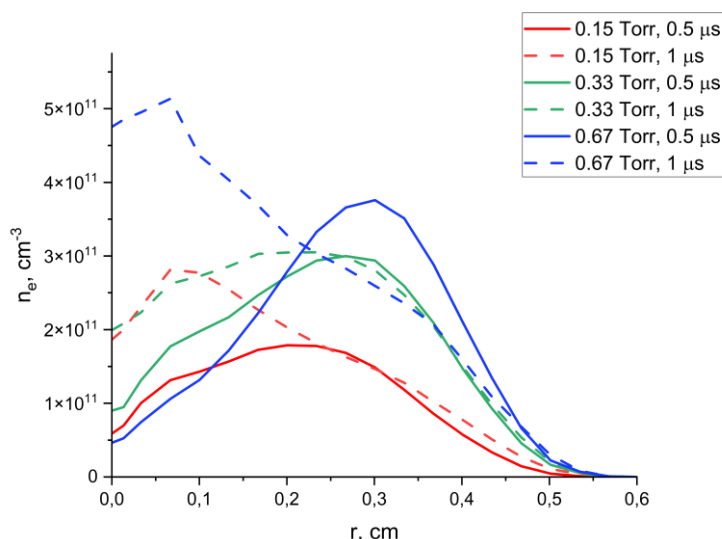


Рисунок 4.1. Общая картина радиального распределения концентрации плазмы.

При пониженных давлениях ($p \leq 0,1$ Торр) уже на начальной стадии развития разряда устанавливается колоколообразный профиль с максимумом на оси, близкий к функции Бесселя J_0 , который не претерпевает существенной эволюции во времени. При давлении $p \geq 1$ Торр формируется профиль с центральным провалом («трубчатый») – максимум локализован в пристеночной области (~1 мм от стенки трубки).

Образование трубчатого профиля определяется соотношением длины свободного пробега электронов и радиуса трубки: при $p \cdot r_a \gtrsim 1$ Торр·см ионизация сосредоточена в тонком пристеночном слое, тогда как при $p \cdot r_a \lesssim 0,1$ Торр·см максимум концентрации смещается к оси. По мере развития разряда трубчатый профиль переходит в платообразный, а затем в колоколообразный с максимумом на оси.

Результаты моделирования разряда ПЭВ, возбуждаемого сурфатроном в трубке диаметром 25 мм показали, что энергия поля ПЭВ в области фронта максимальна у стенки трубки во всем рассматриваемом диапазоне давлений (0,03 Торр – 1 Торр), однако структура фронта зависит от соотношения давления p и радиуса трубки a . Экспериментальная кривая (рис. 4.2 а) получена при давлениях порядка 1–2 Торр и соответствует стационарному режиму разряда.

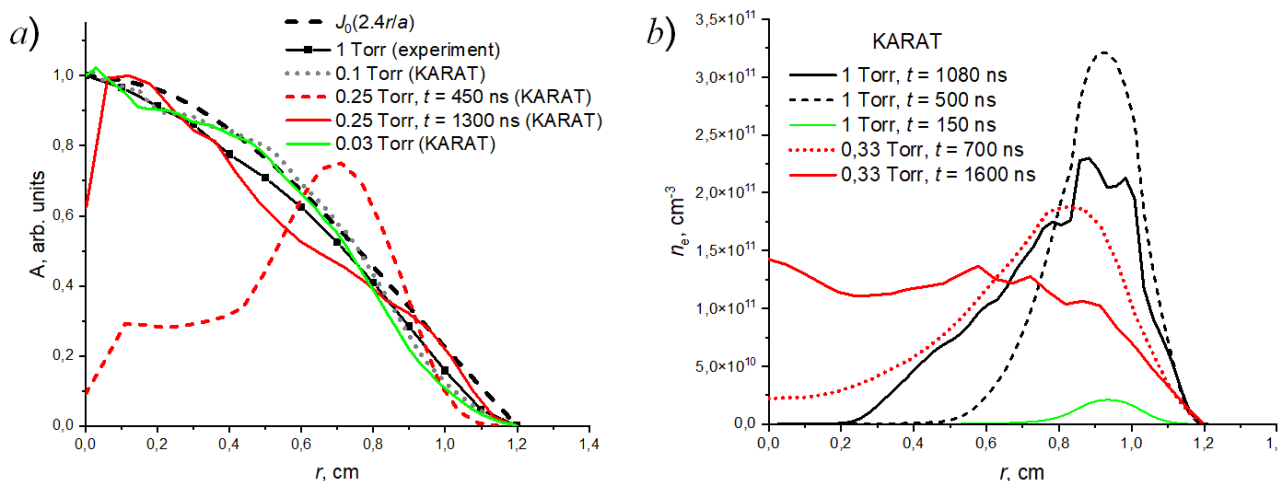


Рисунок 4.2 Радиальные распределения концентрации плазмы. а) Распределение $J_0(2.4r/a)$, экспериментальное при $p = 1$ Торр; Результаты моделирования квазистационарного столба при 0,1 Торр, 0,25 Торр и 0,03 Торр. б) Результаты моделирования для квазистационарного столба 1 Торр и 0,33 Торр. Распределение концентрации в области фронта 1 Торр (50 нс).

Характер распределения хорошо согласуется с функцией Бесселя нулевого порядка $n_e(r) \sim J_0(2.4r/a)$, что указывает на реализацию классического бесселевского профиля в цилиндрической геометрии [106].

Такой профиль является решением стационарного диффузионного уравнения для плазмы при отсутствии объемной рекомбинации, когда основные потери электронов определяются диффузией на стенки, а электромагнитное поле однородно проникает внутрь плазменного столба. Результаты численного моделирования в KARAT в условиях приближенных к эксперименту ($p = 1$ Торр), приведены на рис. 4.2 (б) для 3 характерных моментов времени. Распределение, соответствующее моменту времени $t =$

150 нс показывает профиль концентрации в окрестности фронта разряда. В квазистационарной части за фронтом ($t = 600$ нс и $t = 1080$ нс) распределение представляет собой трубчатую структуру, постепенно расплывающуюся по направлению к центру, при этом средняя концентрация электронов растет незначительно. Разряд распространяется от стенок к центру трубки с диффузионной скоростью $\sim 2 \cdot 10^5$ см/с, и за 0,5 мкс разряд продвигается к центру на ~ 2 мм. Что намного ниже скорости распространения фронта вдоль оси трубки в условиях численной модели, равной $\sim 10^7$ см/с у места возбуждения. По нашим оценкам профиль «заплывет» к центру и примет бесселевскую форму за ~ 10 мкс.

Формирование приведенных на рис. 4.2 профилей во многом определяется длиной свободного пробега электронов λ_e и произведением pa . Так, при $pa < 0.1$ Торр \times см ионизация на фронте идет преимущественно на оси трубки, а при $pa \sim 1$ Торр \times см наблюдается существенный провал. Когда λ_e превышает радиус трубки, ионизация идет на ее оси, а при $\lambda_e \ll a$ в пристеночной области. В последнем случае электрон успевает пройти расстояние много меньше a и профиль ионизации следует за профилем поля: максимум поля у стенки создает максимум ионизации в пристеночной области и формируется трубчатый плазменный канал. Вследствие диффузии и амбиполярного поля плазма «заплывает» к оси трубки с диффузионными скоростями и при достаточно однородном поле ПЭВ в плазме профиль постепенно трансформируется в бесселевский, проходя все стадии от трубчатой плазмы и значительного провала до платообразного и колоколообразного профилей. При низком давлении ($pa < 0,1$ Торр \times см) $\lambda_e > a$ и электроны, ускоряемые в области сильного поля у стенки, переносят энергию вглубь плазмы, и максимум ионизации смещается к центру трубки. Сильное влияние на скорость распространения ионизационного фронта при низком давлении ($v_{em} \ll \omega$) оказывает усиление поля в плазменном резонансе, возникающем в области критической концентрации ($\omega \approx \omega_p$, $\epsilon_p \rightarrow 0$), и приводящем к нелокальному нагреву электронов [93]. В этом случае

скорость распространения выше – электроны быстро уносят энергию вперед (релаксация энергии большая) и плазма успевает дорасти до меньших концентраций, чем при повышенном давлении, где область ионизации дольше остается в зоне сильного поля. Выбрасываемые из области плазменного резонанса высокоэнергичные электроны создают предионизованную область перед фронтом разряда. Степень усиления поля ограничивается величиной ω/v_{en} и кинетическим уширением на длине свободного пробега электронов λ_e [106].

При увеличении давления до $v_{em} \sim \omega$ длина свободного пробега λ_e уменьшается, усиление поля и нелокальный перенос энергии подавляются и механизм распространения скорости ионизационного фронта приближается к классической оценке $v_f = 2\sqrt{D_a v_i}$, где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, а v_i – частота ионизации. Таким образом, показано, что давление газа кардинально влияет на радиальный профиль концентрации плазмы, который при условии преобладания диффузионных потерь и достаточно однородного поля ПЭВ внутри плазмы за диффузионные времена переходит в бесселевский.

Выше рассматривались аксиальное распределения концентрации плазмы в стабилизированной (квазистационарной) части разряда, не разделяющие отдельно ионы и электроны. Вместе с тем для понимания структуры разряда рассмотрим формирование пристеночных слоёв по радиусу [108]. Для этого построены радиальные распределения параметров стабилизированной части разряда (рисунке 4.3): концентрации заряда ρ (e/cm³), стационарного радиального электрического поля E_{rDC} (В/см), энергии ионов E_i (эВ) и концентрации радиального тока ионов j_{ir} (А/см²) – при двух значениях давления: $p = 1$ Торр и $p = 0,1$ Торр. Построенные распределения соответствуют удалённой от фронта ионизации координате $z = 10$ см. Более простой случай реализуется при давлении 0.1 Торр (рисунке 4.3 б, г), где нет осевого провала концентрации плазмы и за время ~ 1 мкс реализуется бесселевский профиль.

Сложение радиальных распределений концентрации ионов и электронов даёт распределение концентрации заряда. У стенки формируется «положительный» слой с избытком ионов; при $r < 0,9$ см концентрация заряда ρ меняет знак – «отрицательный» слой с избытком электронов; при $r < 0,7$ см следует квазинейтральная область с $\rho \approx 0$. За счёт более высокой подвижности электроны первыми достигают поверхности диэлектрической стенки, вследствие чего она заряжается до плавающего потенциала [7], создающего барьер для электронов и формирующего предслой и пристеночный слой.

В предслое ионы разгоняются до ионно-звуковой скорости, и далее начинается пристеночный слой, где возникает положительный объёмный заряд ($\rho > 0$). Ширина бесстолкновительного слоя составляет обычно $3-10 \lambda_D$, что для полученной средней концентрации в слое $\sim 1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ составляет от 0,35 до 1,15 мм при $\lambda_D \approx 115$ мкм. Данные оценки удовлетворительно согласуются с результатами моделирования. Падение потенциала в слое соответствует $V_s = 12$ В.

Как было показано ранее, результаты моделирования для 1 Торр соответствуют стадии развития разряда, в которой стабилизированная часть представляет собой трубчатую структуру даже при максимальном расчётном времени 1080 нс. На рисунке 4.3 (а, в) представлены поперечные распределения радиального поля E_{rDC} , объёмной концентрации заряда ρ , энергии E_i и концентрации тока j_{ir} ионов, соответствующие временам $t = 400$ нс и $t = 1080$ нс.

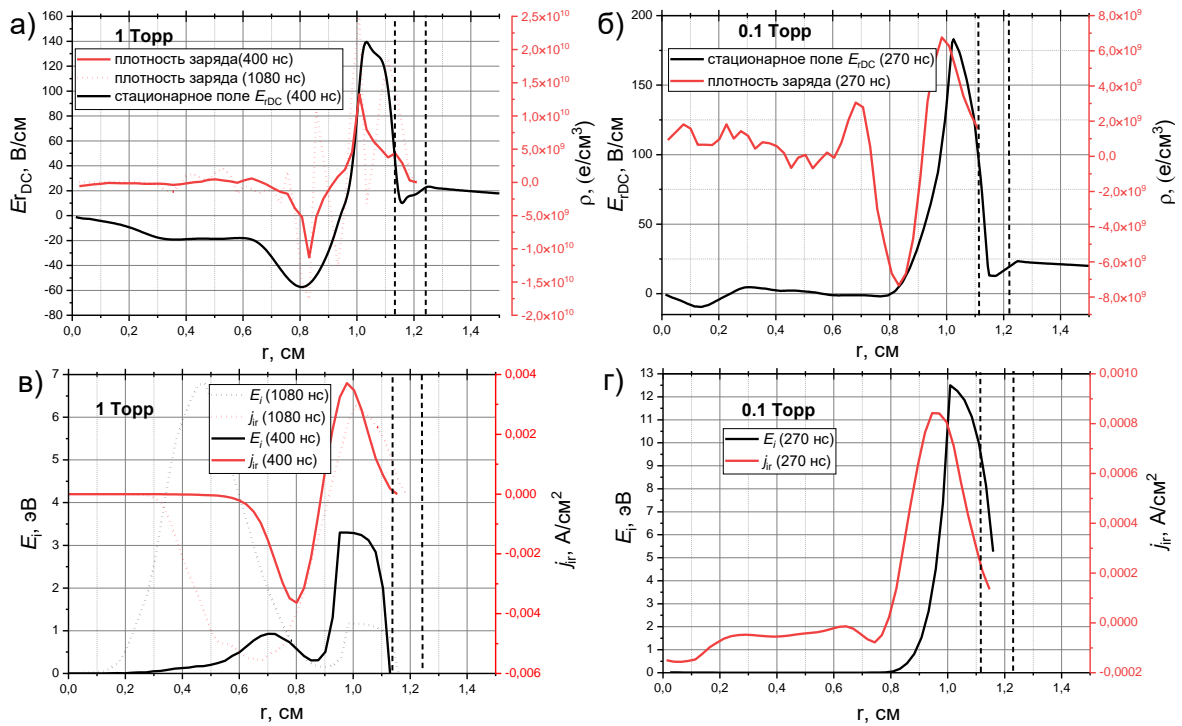


Рисунок 4.3 Результаты моделирования радиальных распределений концентрации заряда ρ (e/cm^{-3}) и стационарного радиального поля E_{rDC} ($\text{В}/\text{см}$): а) $p = 1$ Торр; б) $p = 0,1$ Торр. Энергии ионов E_i (эВ) и концентрации радиального тока ионов j_{ir} ($\text{А}/\text{см}^2$): в) $p = 1$ Торр; г) $p = 0,1$ Торр.

Вертикальными пунктирными линиями отмечены границы трубки

Рассчитанная поверхностная концентрация заряда для $t = 400$ нс составляет $\sigma_w \approx 75$ нКл/ м^2 . Слой плазмы с концентрацией $n_e > n_c$ локализован в области $r > 0,5$ см. Стационарное поле направлено в сторону стенки ($E_{rDC} > 0$) в пристеночном слое и меняет знак при $r < 0,9$ см. В пристеночном слое ионы разгоняются до энергии 3,3 эВ, а во внутреннем слое – до 1 эВ.

При $t = 1080$ нс область локализации плазмы расширяется, трубчатая структура ещё сохраняется: присутствует ток ионов как на стенку, так и к оси трубки. Значительно перераспределилась энергия электронов: в пристеночном слое она упала до 1 эВ, а во внутреннем возросла до 6,8 эВ. При дальнейшем развитии разряда ($t > 10$ мкс) при $p = 1$ Торр характер

распределений станет аналогичным распределениям для 0,1 Торр, где сразу формируется профиль без заметного провала к оси трубки.

В расчётах КАРАТ ион-нейтральные столкновения (в т.ч. резонансная перезарядка $Ar^+ + Ar$) не учитывались, поэтому пристеночный слой описывается как бесстолкновительный. Если учитывать столкновения, то слой становится коллизионным, и энергия ионов монотонно падает к стенке.

На рисунке 4.4 представлены двумерные (r, z) распределения концентрации плазмы и скорости ионизации для двух режимов. При $p = 1$ Торр (рисунок 4.4 (а, б); $t = 1080$ нс) плазма имеет выраженную трубчатую форму: максимум расположен у стенки, а ионизация сосредоточена в узком пристеночном слое у фронта. При $p = 0,03$ Торр (рисунок 4.4 (в, г); $t = 1300$ нс) плазма заполняет весь объём трубки, максимум расположен на оси, ионизация распределена по всему поперечному сечению. Переход между двумя режимами описывается критерием pa , описанным выше.

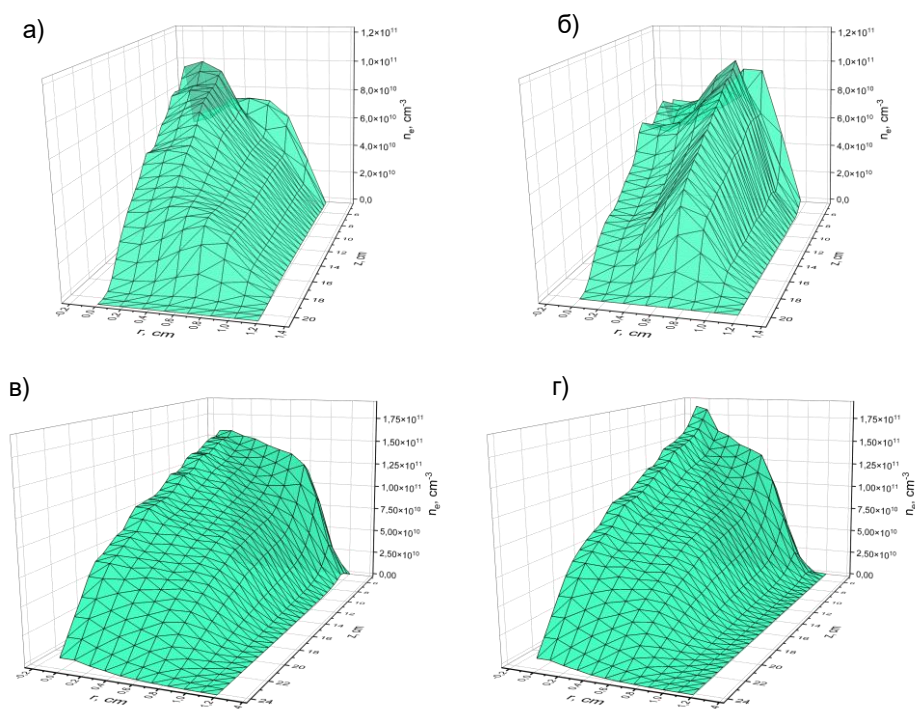


Рисунок 4.4 – Результаты моделирования: пространственные распределения концентрации плазмы (а, в) и концентрации ионизации (б, г): а, б – $p = 1$ Торр, $t = 1080$ нс; в, г – $p = 0,03$ Торр, $t = 1300$ нс. Трубка с $r_a = 12$ мм

На рисунке 4.5 (а–в) приведены радиальные распределения амплитуды поля ПЭВ и концентрации электронов в фиксированной координате $z = 4$ см в моменты времени, соответствующие околоскритической концентрации $n_c = 2,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ на фронте ионизации и в стабилизированной части разряда. Поле, проникающее в околоскритическую плазму на фронте при $p = 0,03$ Торр, однородно; в стабилизированной части реализуется бесселевский профиль.

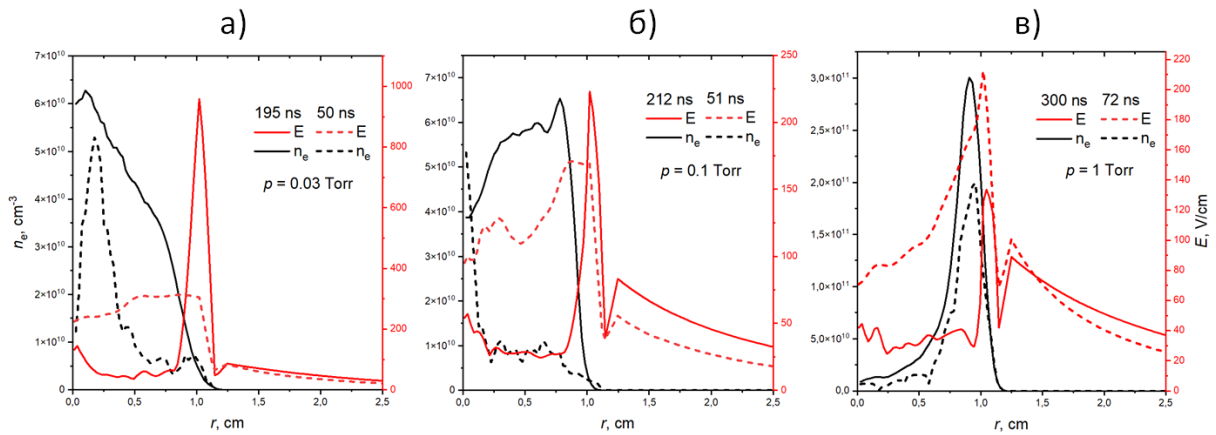


Рисунок 4.5 Результаты моделирования радиального распределения суммарного поля ПЭВ и концентрации электронов на фронте ионизации и в стабилизированной части разряда. Для трубки с $r_a = 1,2$ см при а) $p = 0,1$ Торр; б) 0,033 Торр и в) 1 Торр. Распределения концентрации электронов на фронте (50 нс, 51 нс и 72 нс) в пике не превышают $n_c = 2,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, поэтому для наглядного сравнения с профилем концентрации стабилизированной части они умножены на $\times 20$ для а) и б) и на $\times 100$ для в)

При дальнейшем увеличении давления распределение поля на фронте становится всё более неоднородным с провалом в центре. Такое изменение сопровождается переходом профиля концентрации плазмы вплоть до трубчатого при 1 Торр. Трубчатый профиль начинает формироваться при концентрации менее n_c .

Аналогичные распределения построены на рисунок 4.6 (а, б) при радиусе трубки 2,75 см. В этом случае однородное поле на фронте и профиль концентрации с максимумом на оси реализуются при 0,01 Торр. Дальнейшее

увеличение давления приводит к неоднородности распределения поля ПЭВ на фронте и профилю с провалом к оси трубки.

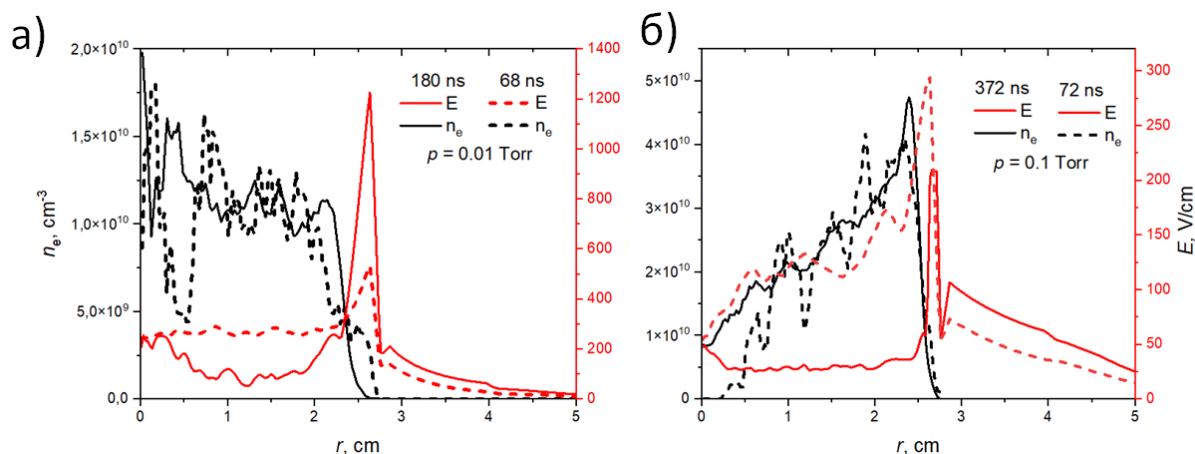


Рисунок 4.6 Результаты моделирования радиального распределения суммарного поля ПЭВ и концентрации электронов на фронте ионизации и в стабилизированной части разряда. Для трубки с $r_a = 2,75$ см при а) $p = 0,1$ Торр; б) $0,01$ Торр. Распределения концентрации электронов на фронте (68 нс и 72 нс) в пике не превышают $n_c = 2,5 \cdot 10^9$ см⁻³, поэтому для наглядного сравнения с профилем концентрации стабилизированной части они умножены на $\times 6$ для а) и $\times 12$ для б).

При частоте источника 445 МГц и мощностях до 100 Вт поле ПЭВ в стабилизированной части разряда однородно во всём исследуемом диапазоне давлений и радиусов трубок. При увеличении радиуса трубки с 1,1 до 2,75 см средняя концентрация плазмы падает приблизительно пропорционально занимаемому объёму, и глубина скин-слоя соответственно растёт. Поэтому во всех рассмотренных случаях радиальный профиль концентрации со временем трансформируется в бесселевский.

На рисунке 4.7 приведены радиальные распределения компонент E_r и E_z поля ПЭВ. Распределение $E_r(r)$ вне трубки было измерено антенной, начиная с 6 мм от её стенки. Численная модель хорошо согласуется с экспериментом. Поле ПЭВ при данных концентрациях электронов практически не затухает внутри плазменного столба. В теоретическом расчёте не учитывается диэлектрическая стенка трубки, поэтому

теоретическая кривая незначительно отличается от кривых, построенных по результатам эксперимента и моделирования.

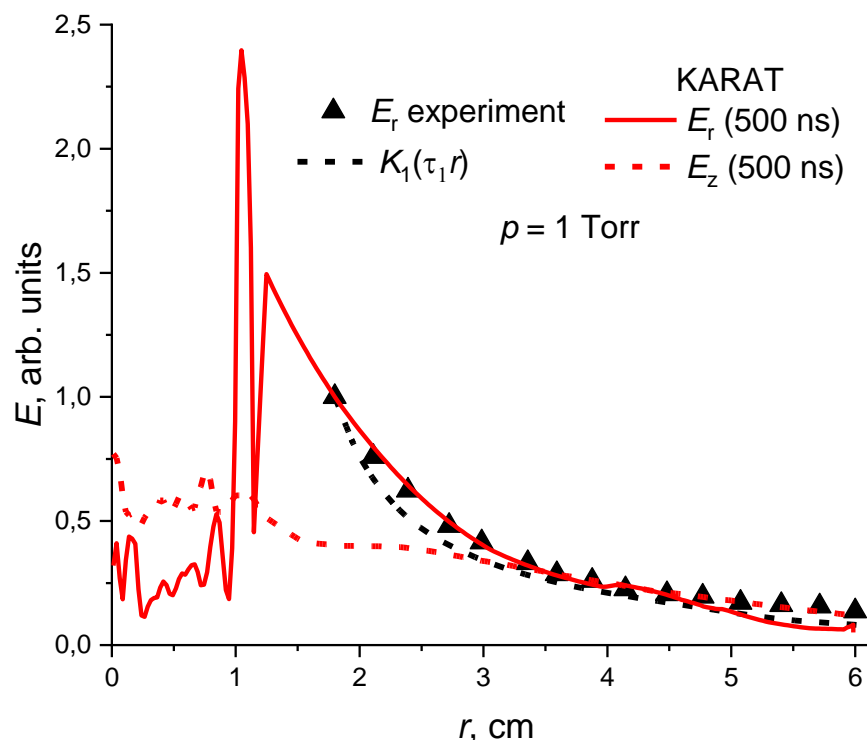


Рисунок 4.7 Радиальные распределения компонент E_r и E_z поля ПЭВ. Теоретическое $K_1(\tau_1 r)$, экспериментальное и результат численной модели ($z = 4$ см от сурфатрона, $t = 500$ нс) при $p = 1$ торр

Экспериментально показано, что для давления газа ~ 1 Торр в квазистационарной части столба реализуется колоколообразный (бесселевский) профиль, хорошо согласующийся с решениями диффузионного уравнения и данными по радиальному распределению светимости. Оценки показывают, что время формирования бесселевский профиля при давлении аргона 1 Торр составляет около 5–10 мкс.

Из моделирования видно, что при увеличении радиуса трубки с 1,1 до 2,75 см средняя концентрация плазмы падает приблизительно пропорционально занимаемому объёму, и глубина скин-слоя соответственно растёт. Поэтому во всех рассмотренных случаях радиальный профиль концентрации со временем трансформируется в бесселевский. В экспериментальных условиях [109], где разряд возбуждался от источника 900

Вт 2,45 ГГц, стационарный разряд при давлениях более 1 Торр характеризовался профилем с выраженным провалом к оси трубки при концентрациях $\sim 10^{13}$ см⁻³, где скин-слой был значительно меньше радиуса трубки.

Радиальное распределение $n_e(r)$ плазменного столба в трубке ПНВА определяет, по какому сечению протекает ВЧ-ток возбуждения, каков эффективный радиус проводника и как распределена поглощённая ВЧ-мощность по сечению.

4.2. Влияние профиля плазмы на характеристики излучения плазменной несимметричной вибраторной антенны

В программной среде COMSOL Multiphysics был проведен сравнительный анализ диаграмм направленности плазменной антенны для платообразного распределения концентрации плазмы, бesselевский профилем и профилем с провалом у оси трубки. Плазма в модели описывалась в рамках линейной модели Друде.

Для моделирования различных радиальных профилей концентрации объём плазмы был дискретизирован на набор концентрических цилиндрических оболочек, каждой из которых назначена локальная проницаемость, соответствующая радиальному профилю концентрации $n_e(r)$ из эксперимента или PIC-моделирования. Такой подход сохраняет согласованность с моделью Друде и обеспечивает точное приближение реальных распределений плазмы.

На основе результатов экспериментальных измерений и численного моделирования в коде КАРАТ (§4.1) в среде COMSOL Multiphysics введены три характерных радиальных профиля для плазмы с использованием модели Друде (рисунке 4.8):

1. Трубочатый: минимум концентрации на оси, максимум у стенок – режим начальной стадии разряда при низком давлении с нелокальным переносом ($p \cdot r_0 \gtrsim 1$ Торр·см);

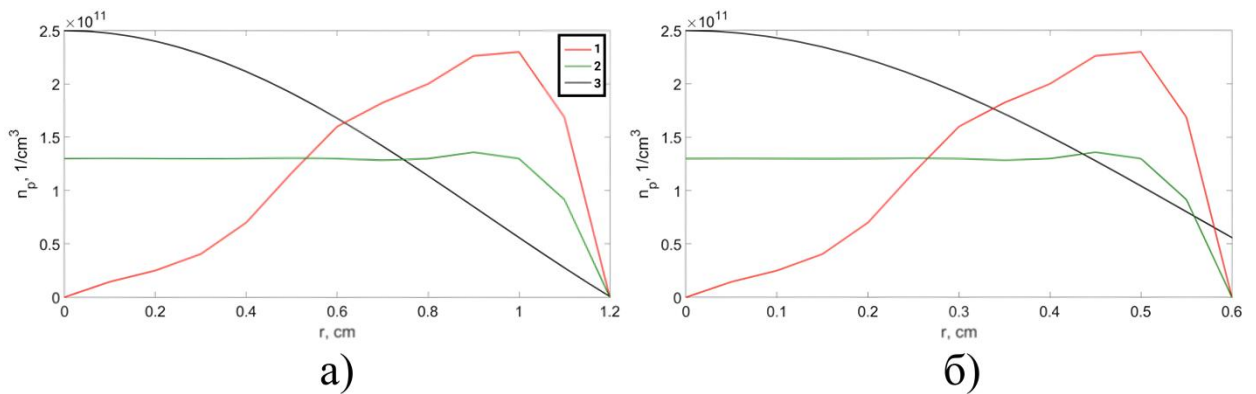
2. Платообразный: почти однородная концентрация с падением у стенок – промежуточный переходный режим.

3. Колоколообразный (бесселевский): $n_e(r) \sim J_0(2.4r/a)$ – представляет диффузионно-контролируемое равновесие, соответствует квазистационарной стадии разряда;

Усреднённые по сечению концентрации электронов согласованы для всех профилей с целью выделить влияние именно радиальной формы, а не общего количества заряженных частиц.

В случае **волновой плазменной антенны** (рисунке 4.8 (а)) трубчатый профиль (с минимумом в центре) имеет выраженный максимум, смещённый к периферии, что отражает более эффективную ионизацию вблизи стенки в начальной стадии разряда (при малой концентрации) и при низком давлении, когда длина свободного пробега электронов становится сопоставимой с радиусом трубки. Платообразный профиль более сглажен с небольшим спадом к стенке трубки, что связано с диффузией электронов к центру трубки при развитии разряда. Колоколообразный (бесселевский) профиль демонстрирует плавное монотонное уменьшение концентрации электронов от максимума на оси к нулю у стенки.

Для **четвертьволновой плазменной антенны** (рисунке 4.8 (б)) наблюдаются аналогичные тенденции, однако форма распределений отличается вследствие другой конфигурации стоячей моды вдоль длины разрядной трубки. У трубчатого профиля проявляется более резкий спад концентрации вблизи границы разряда.



Рисунке 4.8 Радиальные профили концентрации плазмы, используемые в численной модели COMSOL Multiphysics: а) волновая антенна; б) четвертьволновая антенна. 1 –трубчатый или профиль с провалом в центре; 2–платообразный профиль;3– колоколообразный профиль.

На начальном этапе разряда и при высоких давлениях в антенне формируется профиль с провалом в центре (рисунок 4.9 (а)). В этом режиме диаграмма направленности полностью имеет сложную многолепестковую структуру. Основные лепестки смещаются в направлениях, близких к горизонтальным (90° и 270°), а по всей окружности формируются дополнительные максимумы различной амплитуды – общее число достигает шести. Между крупными лепестками наблюдаются выраженные промежуточные выбросы, что свидетельствует о сложной интерференционной картине. Наличие множества локальных максимумов и выраженная асимметрия отражают распространение поверхностной волны в условиях сильной неоднородности плазмы.

Со временем за счет диффузии плазмы в центр трубки формируется платообразный профиль. У платообразного профиля (рисунок 4.9 (б)) формируется четырёхлепестковая структура. Основные лепестки локализованы в секторах около 65° и 295° , боковые лепестки по амплитуде становятся равными основным при $\sim 110^\circ$ и $\sim 250^\circ$.

При формировании квазистационарного разряда при давлениях до 3 Торр радиальный профиль имеет колоколообразное распределение. На рисунок 4.9 (в) для колоколообразного профиля формируется устойчивая четырёхлепестковая диаграмма направленности. Два основных лепестка

ориентированы вдоль направлений 60° и 300° , два боковых – около 100° и 250° . Все лепестки имеют гладкую, выразительно вытянутую форму и хорошо различимы на фоне низкого уровня боковых лепестков. Такая структура отражает высокую однородность радиального профиля плазмы и стабильное распространение поверхностной волны по длине разрядной трубки.

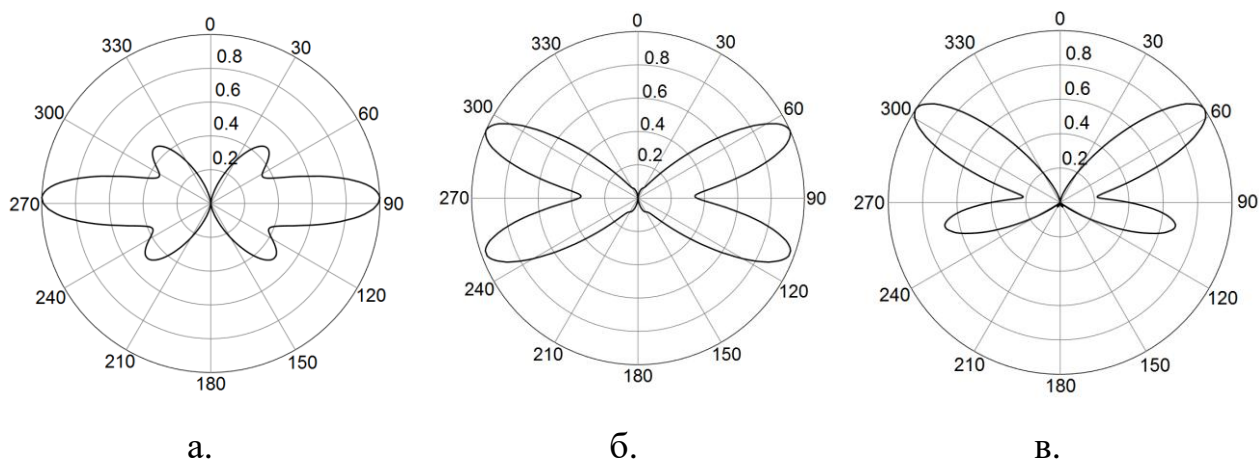


Рисунок 4.9 Диаграммы направленности волновой плазменной антенны для трёх радиальных профилей плазмы: а) трубчатого (с провалом в центре); б) платообразного; в) колоколообразного.

На рисунке 4.10 показаны распределения электромагнитного поля в ближней зоне волновой плазменной антенны длиной 65 см при различных радиальных профилях плазмы. Видно, что изменение профиля существенно меняет число продольных полуволн, формирующихся внутри плазменного столба.

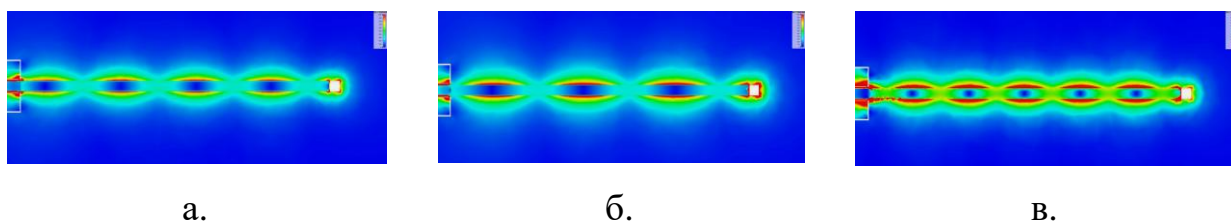


Рисунок 4.10. Распределения электромагнитного поля в ближней зоне численной модели волновой плазменной антенны $l = 65$ см для трёх радиальных профилей плазмы: а) профиль с провалом в центре (трубчатый) – $\lambda = 320$ мм, б) платообразный профиль – $\lambda = 390$ мм; в). колоколообразный профиль – $\lambda = 230$ мм;

Для трубчатого профиля плазмы видно, что в вдоль антенны помещается четное число целых полуволн – четыре, при этом интенсивность поля невысокая. При задании платообразного профиля концентрации число целых полуволн вдоль антенны становится нечётным и равным трём, а интенсивность поля растёт. Использование колоколообразного профиля, приводит к росту числа полуволн, при этом их количество остается нечётным (пять), также при колоколообразном профиле заметно усиливается поле в ближней зоне. Таким образом, способность длинной волновой плазменной антенны поддерживать нечетное количество полуволн напрямую определяет её эффективность.

Диаграммы направленности четвертьволновой плазменной антенны (рисунок 4.11 (а–в)) отражают последовательную эволюцию пространственной структуры излучения при изменении радиального профиля концентрации плазмы, схожую с результатами для волновой плазменной антенны.

На рисунок 4.11 (а), соответствующем профилю с провалом в центре, картина имеет наиболее сложную многолепестковую структуру. Наиболее интенсивные и протяжённые лепестки ориентированы вдоль горизонтальной оси ($\approx 90^\circ$ и $\approx 270^\circ$), при этом между ними наблюдается ряд вторичных локальных максимумов – суммарно до шести и более пиков различной амплитуды. Контуры лепестков существенно искажены, характеризуются неровностями, локальными выступами и провалами, что указывает на выраженную радиальную неоднородность концентрации и смещение токов к периферии сечения.

При переходе к платообразному профилю (рисунок 4.11 (б)) структура диаграммы упорядочивается. Формируется почти двухлепестковая излучения сохраняется, однако лепестки становятся более широкими и менее выраженными: их контуры сглаживаются, наблюдается некоторая асимметрия. Это свидетельствует о снижении степени радиальной неоднородности по сравнению с предыдущим случаем, хотя фазовые и

амплитудные искажения, обусловленные неоднородным распределением плазмы, всё ещё приводят к перераспределению излучаемой мощности в более широком угловом диапазоне.

На рисунок 4.11 (в), соответствующем колоколообразному профилю концентрации, формируется наиболее регулярная структура излучения. Наблюдается чётко выраженная двулепестковая диаграмма направленности с двумя основными максимумами, ориентированными приблизительно в направлениях $\approx 60^\circ$ и $\approx 300^\circ$. Существенных дополнительных лепестков не выявляется; контуры основных лепестков плавные, а их угловая ширина относительно мала.

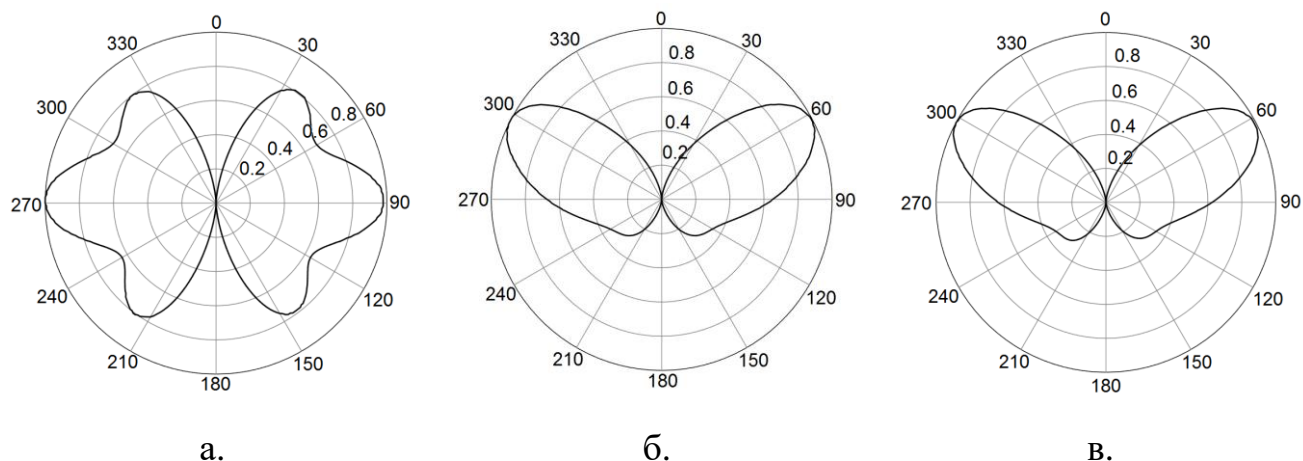


Рисунок 4.11 Диаграммы направленности четвертьволновой плазменной антенны длиной 16 см для радиальных профилей плазмы а) трубчатого (с провалом в центре); б) платообразного; в) колоколообразного.

По мере перехода от профиля с центральным провалом к колоколообразному распределению концентрации плазмы наблюдается упрощение структуры диаграммы направленности: от многолепестковой нерегулярной формы – через частично деформированную двулепестковую – к устойчивой осесимметричной двулепестковой диаграмме. Это подчёркивает высокую чувствительность короткой (четвертьволновой) плазменной антенны к характеру радиального распределения концентрации плазмы.

На рисунке 4.12 представлены распределения электромагнитного поля в ближней зоне четвертьволновой плазменной антенны для тех же радиальных профилей плазмы. В короткой антенне влияние распределения полуволн проявляется особенно явно: при профиле с провалом в центре структура поля остаётся простой, с небольшим числом полуволн, тогда как повышение концентрации плазмы или колоколообразный профиль позволяют сформировать более развитую стоячую волну даже в компактном объёме. Рост числа полуволн приводит к усилению излучающих свойств антенны и улучшению её согласования. Это подчёркивает, что даже для коротких плазменных антенн распределение полуволн является ключевым фактором, определяющим эффективность излучения.

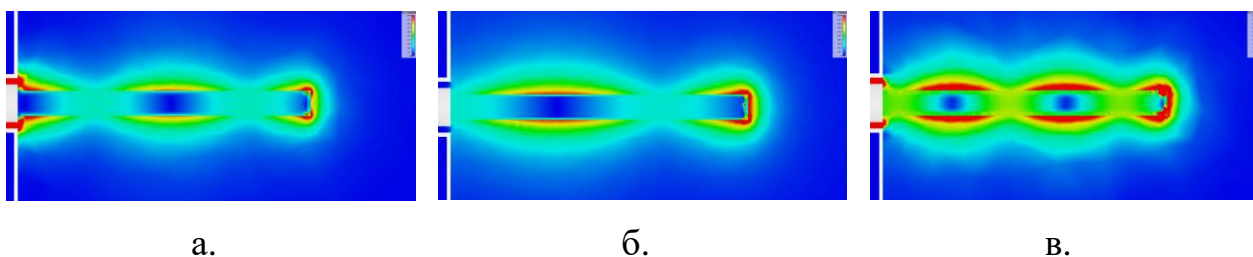


Рисунок 4.12. Распределения электромагнитного поля в ближней зоне численной модели четвертьволновой плазменной антенны $l = 16$ см для трёх радиальных профилей плазмы: а) профиль с провалом в центре 90 мм; б) платообразный профиль – 105 мм; в) колокообразный – 60 мм.

Таким образом, радиальный профиль концентрации плазмы существенно влияет на распределение поля и форму диаграммы направленности плазменной антенны. Управление профилем через изменение параметра $p \cdot r_0$ позволяет целенаправленно изменять диаграмму направленности, что открывает возможность практического управления характеристиками антенны без изменения её геометрии.

Это необходимо учитывать при подборе радиального профиля плазмы и параметров возбуждения для достижения оптимальной работы антенны. Более широкий (бесселевский или платообразный) профиль обеспечивает

лучшее поле в объёме разряда, большее число полувольт и, как следствие, более предсказуемую и управляемую диаграмму направленности.

Выводы по главе 4

В четвёртой главе проведено комплексное исследование радиального распределения концентрации электронов в газоразрядной трубке плазменной антенны и его влияния на характеристики излучения. С использованием численного моделирования в коде КАРАТ установлены закономерности пространственно-временной эволюции радиального профиля концентрации плазмы в зависимости от управляющего параметра $p \cdot r_0$: показана последовательная трансформация от трубчатого к платообразному и далее к бесселевидному профилю, обусловленная амбиполярной диффузией. Детально исследованы физические механизмы на ионизационном фронте – резонансное усиление ВЧ-поля, нелокальный нагрев электронов и формирование амбиполярного поля – и структура пристеночного слоя стабилизированной части разряда. На основе электродинамического моделирования в COMSOL Multiphysics для трёх характерных профилей плазмы определено влияние радиальной структуры разряда на диаграмму направленности и распределения поля волновой и четвертьволновой плазменных несимметричных вибраторных антенн.

1. Параметр $p \cdot r_0$ является определяющим для формирования радиального профиля концентрации электронов в газоразрядной трубке плазменной антенны. При $p \cdot r_0 \lesssim 0,1$ Торр·см длина свободного пробега электронов превышает радиус трубки, ионизация сосредоточена на оси, и в квазистационарной стадии устанавливается бесселевский профиль $n_e(r) \sim J_0(2,4r/a)$. При $p \cdot r_0 \gtrsim 1$ Торр·см ионизация локализуется в тонком пристеночном слое – формируется трубчатый профиль с провалом концентрации на оси. Промежуточным состоянием является платообразный профиль.

2. Трансформация профиля концентрации от трубчатого к (колоколообразному) бесселевскому обусловлена амбиполярной диффузией и происходит за характерное время $\sim 10\text{--}30$ мкс при давлении аргона 1 Торр. Оценочная скорость диффузионного расширения разряда к оси $\sim 3 \cdot 10^5$ см/с, что хорошо согласуется с результатами численного моделирования в коде КАРАТ. Экспериментально подтверждено, что в стационарном разряде при давлениях от 0,03 до 1 Торр реализуется бесселевский профиль по всей длине линейной части столба.

3. Структура ионизационного фронта разряда определяется резонансным усилением ВЧ-поля в окрестности критической концентрации $n_c \approx 2.5 \cdot 10^9$ см⁻³. В этом слое радиальная компонента поля ПЭВ резко усиливается и обеспечивает нелокальный нагрев электронов: длина релаксации энергии L_ε составляет ~ 1.5 см при 1 Торр и ~ 4.5 см при 0.1 Торр. Степень усиления поля определяется отношением $\omega/v_{en} \sim p^{-1}$, что объясняет рост средней энергии электронов при понижении давления. Возросшая температура электронов и крутой градиент концентрации самосоогласованно формируют амбиполярное поле E_{rDC} , поддерживающее продвижение фронта.

4. Радиальный профиль концентрации плазмы существенно влияет на диаграмму направленности плазменной несимметричной вибраторной антенны. Численное моделирование методом конечных элементов в COMSOL Multiphysics для волновой ($l = 65$ см) и четвертьволновой ($l = 16$ см) антенн показало: бесселевский профиль формирует правильную гладкую диаграмму (4-лепестковую для волновой, 2-лепестковую для четвертьволновой); трубчатый профиль приводит к нерегулярной многолепестковой структуре с числом максимумов 6 и более.

5. Число продольных полуволн, вмещаемых плазменным столбом, является ключевым фактором, определяющим эффективность излучения антенны. Бесселевский профиль максимизирует число полуволн, обеспечивая наибольшую эффективную электрическую длину при фиксированных геометрических размерах трубки. Трубчатый профиль концентрирует поле у

стенки, увеличивает эффективную длину волны в столбе и снижает число полуволн, ухудшая согласование антенны.

6. Параметр $p \cdot r_0$ может использоваться как инструмент бесконтактного управления характеристиками плазменной антенны без изменения её геометрии. Изменяя давление газа или выбирая диаметр трубки, можно целенаправленно переключать форму диаграммы направленности – от правильной двух- или четырёхлепестковой к расширенной деформированной или полностью перестроенной многолепестковой структуре. Это открывает возможность создания перестраиваемых плазменных антенн с программируемой диаграммой направленности.

Заключение

В диссертационной работе проведено комплексное исследование влияния пространственного распределения концентрации плазмы на электродинамические характеристики плазменной несимметричной вибраторной антенны (ПНВА) на основе газоразрядной трубки с СВЧ-разрядом на поверхностной волне. По результатам выполненных экспериментальных и численных исследований сформулированы следующие основные выводы.

1. Сравнение резонаторного метода (на моде TM_{110}) и метода проходящих волн при определении средней концентрации электронов в диапазоне $10^{10}-10^{12} \text{ см}^{-3}$ продемонстрировало их хорошее согласие. Результаты самосогласованного PIC-моделирования в коде КАРАТ также показали высокую степень соответствия экспериментальным данным.

2. Установлено, что в несимметричных вибраторных плазменных антеннах, формируемых СВЧ-разрядом на поверхностной волне, аксиальное распределение электронной концентрации носит линейно убывающий характер по мере удаления от области ввода энергии. Коэффициент наклона этого распределения для четвертьволновой антенны с экраном составляет $k = -0,45 \pm 0,13$, а для волновой антенны без экрана $k = -0,07 \pm 0,02$. Плазменный столб оказывается короче геометрической длины газоразрядной трубки.

3. Экспериментально обнаружено, что снижение подводимой мощности в два раза (на 3 дБ) ведет к пропорциональному уменьшению концентрации электронов (в 1,5–2 раза) по всей длине трубки при сохранении линейного характера распределения, и соответствующему сокращению эффективной электрической длины антенны.

4. Показано, что продольное распределение концентрации плазмы приводит к изменению эффективной длины антенны, что обусловлено изменением распределения токов и фазовых соотношений в излучающей системе. Линейное снижение концентрации плазмы вдоль антенны приводит к тому, что эффективная электрическая длина антенны в 2–3 раза меньше длины плазменного канала. Для волновой ПНВА эффективная длина равна

30 см при длине плазменного канала 65 см, для четвертьволновой антенны эффективная длина равна 8 см при длине плазменного канала 16 см.

5. Выявлено влияние продольного распределения концентрации плазмы на диаграмму направленности (ДН) плазменной антенны. Линейное снижение концентрации плазмы вдоль антенны практически не меняет направление главного лепестка (сдвиг составляет не более 5°), однако приводит к значительному (около 30%) уменьшению направленности излучения и увеличению ширины основного лепестка ДН на 45° по сравнению с теоретическим случаем равномерного распределения плазмы.

6. С помощью PIC-моделирования установлено, что в процессе формирования плазменный столб антенны состоит из квазистационарной области и распространяющегося фронта ионизации, в котором происходит основное поглощение энергии поверхностной волны, сопровождающееся усилением ВЧ-поля в окрестности критической концентрации и нелокальным нагревом электронов. Показано, что скорость распространения фронта убывает по мере удаления от области возбуждения. Рассчитанные скорости распространения фронта и времена выхода разряда на стационарный режим согласуются с экспериментальными данными.

7. В диапазоне давлений 0,03–1 Торр радиальный профиль электронной концентрации эволюционирует в ходе развития разряда от трубчатого профиля с провалом в центре – через платообразный – к колоколообразному (бесселевскому) профилю с максимумом на оси. Вид профиля определяется параметром pr_0 : при $pr_0 \gtrsim 1$ Торр·см ионизация сосредоточена у стенки трубки, при $pr_0 \lesssim 0,1$ Торр·см – на оси. Показано, что радиальный профиль концентрации плазмы влияет на структуру ближнего поля и форму диаграммы направленности антенны.

Полученные в диссертационной работе результаты развивают современное представление о плазменных антеннах как о физически управляемых адаптивных устройствах, характеристики излучения которых могут варьироваться в широком диапазоне за счёт изменения параметров возбуждающего разряда. Установленные закономерности пространственного распределения концентрации плазмы при различных режимах возбуждения

создают физически обоснованную основу для прогнозирования параметров излучения и согласования антенных систем. Контролируемое изменение аксиального и радиального профилей концентрации плазмы открывает перспективы реализации электронного сканирования диаграммы направленности без применения механических элементов, что повышает надёжность и быстродействие антенных устройств.

Перспективными направлениями дальнейших исследований являются: изучение характеристик антенных решёток на основе плазменных элементов с управляемым распределением концентрации; расширение диапазона рабочих частот и давлений; а также разработка методов активного управления аксиальным и радиальным профилями плазмы для реализации адаптивных антенных систем с заданными характеристиками излучения.

Список литературы

1. Alexeff I., Anderson T., Parameswaran S., Pradeep E.P., Hulloli J., Kiesling P. Experimental and theoretical results with plasma antennas // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2006. – Vol. 34, No. 2. – P. 166–172.
2. . Anderson T. *Plasma Antennas*. – Norwood: Artech House, 2020. – 305 с.
3. Borg G., Harris J.H., Martin N.M., Thorncraft D., Milliken R., Bhatt D.K., Dodsworth B., Brennan T. *Plasmas as antennas: Theory, experiment and applications* // *Physics of Plasmas*. – 2000. – Vol. 7, No. 5. – P. 2198–2202.
4. Melazzi D., De Carlo P., Trezzolani F., Manente M., Capobianco A.-D., Boscolo S. Beam-forming capabilities of a plasma circular reflector antenna // *IET Microwaves, Antennas & Propagation*. – 2018. – Vol. 12, No. 15. – P. 2301–2306. DOI: 10.1049/iet-map.2018.5178.
5. Богачев, Н. Н. Режимы работы и излучение сигнала плазменной несимметричной вибраторной антенной : дис. ... канд. физ.-мат. наук : специальность 1.3.9 «Физика плазмы» / Н. Н. Богачев. – Москва, 2021. – 102 с. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://diss.gpi.ru/68/>, свободный. – Дата обращения: 10.02.2025.
6. Chen F.F. *Introduction to Plasma Physics*. – New York: Springer, 2012. – 345 с.
7. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. – 2nd ed. – Hoboken: John Wiley & Sons, 2005. – 757 с.
8. De Carlo P., Magarotto M., Mansutti G., Boscolo S., Capobianco A.-D., Pavarin D. Experimental characterization of a plasma dipole in the UHF band // *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. – 2021. – Vol. 20, No. 9. – P. 1621–1625. DOI: 10.1109/LAWP.2021.3091739.
9. Malhat H.A., Zainud-Deen S.H., Awadalla K.H. Plasma microstrip antenna for MIMO wireless communication applications // *Wireless Personal Communications*. – 2022. – Vol. 123, No. 1. – P. 301–315.

10. Webb A.G., Aussenhofer S.A. Evaluation of plasma-based transmit coils for magnetic resonance imaging // *Journal of Magnetic Resonance*. – 2015. – Vol. 261. – P. 49–53.
11. Биттенкорт Ж. А. Основы физики плазмы / Ж. А. Биттенкорт; пер. с англ. под общ. ред. Л. М. Зеленого. – М. : Физматлит, 2009. – 688 с.
12. Ye X., Wang Y., Yao J., Yuan C., Zhou Z., Astafiev A.M., Kudryavtsev A.A. Plasma-enabled microwave modulation for continuous beam scanning // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2022. – Vol. 55, No. 43. – Art. 435202. DOI: 10.1088/1361-6463/ac7f0e.
13. Mansutti G., Melazzi D., De Carlo P., Cappelluti F., Capobianco G., Magarotto M. Design of a hybrid metal-plasma transmit-array // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2022. – Vol. 50, No. 3. – P. 662–669.
14. Magarotto M., Schenato L., De Carlo P., Capobianco A.-D. Feasibility of a plasma-based intelligent reflective surface // *IEEE Access*. – 2022. – Vol. 10. – P. 97995–98003.
15. Armaki F.S.M., Armaki S.A.M. Design and fabrication of a novel plasma Yagi–Uda array antenna // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2019. – Vol. 47, No. 6. – P. 2567–2570.
16. Magarotto, M. Plasma Antennas: A Comprehensive Review / M. Magarotto, F. Sadeghikia [et al.] // *IEEE Access*. – 2024. – Vol. 12. – P. 80468–80505. – DOI: 10.1109/ACCESS.2024.3411142. – Электронный ресурс. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/10551812/> (дата обращения: 10.02.2025)
17. Y. Sun, Y. Chen, F. Kong, Y. Wei, F. Zhan, and J. Zhao, “Research on radiation characteristics of plasma yagi antenna based on ais base station in ships’ routing waters,” *TransNav: International Journal on Marine Navigation and Safety of Sea Transportation*, vol. 14, no. 1, 2020.
18. M. Jusoh, O. Lafond, F. Colombel, and M. Himdi, “Performance of a reconfigurable reflector antenna with scanning capability using low cost

- plasma elements,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 55, no. 12, pp. 2869–2874, 2013.
- 19.S. Zainud-Deen, H. A. Malhat, S. Gaber, and K. Awadalla, “Beam steering plasma reflectarray/transmitarray antennas,” *Plasmonics*, vol. 9, pp. 477–483, 2014.
- 20.F. Sadeghikia, K. Zafari, M.R. Dorbin, M. Himdi, and A.K. Horestani, “Reconfigurable biconcave lens antenna based on plasma technology,” *Scientific Reports*, vol. 13, no. 1, p. 9213, 2023.
- 21.T. Anderson, I. Alexeff, J. Reynolds, E. Farshi, S. Parameswaran, E. P. Pradeep, and J. Hulloli, “Plasma frequency selective surfaces,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 35, no. 2, pp. 407–415, 2007.
- 22.B. A. Belyaev, A. A. Leksikov, A. A. Leksikov, A. M. Serzhantov, and Y. F. Bal’va, “Nonlinear behavior of plasma antenna vibrator,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 42, no. 6, pp. 1552–1559, 2014.
- T.Naito,S.Yamaura,Y.Fukuma,andO.Sakai,“Radiationcharacteristics of input power from surface wave sustained plasma antenna,” *Physics of Plasmas*, vol. 23, no. 9, 2016.
- 23.M. Hargreave, J. Rayner, A. Cheetham, G. French, and A. Whichello, “Coupling power and information to a plasma antenna,” in *AIP Conference Proceedings*, vol. 669, no. 1. American Institute of Physics, 2003, pp. 388–391.
- 24.Y. Chang, X. Wei, H. Xu, and X. Guo, “Study on electromagnetic scattering characteristics of inductively coupled plasma superimposed controllable coding diffuse metasurface,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 50, no. 12, pp. 4834–4842, 2022.
- 25.K. Fanrong, N. Qiuyue, X. Guangye, X. Zhang, L. Shu, and B. Jiang, “Experimental and numerical studies on the receiving gain enhancement modulated by a sub-wavelength plasma layer,” *Plasma Science and Technology*, vol. 20, no. 9, p. 095504, 2018.

26. Kumar R., Bora D. A reconfigurable plasma antenna // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – Vol. 107, No. 5. – P. 053303.
27. Singh H., Antony S., Jha R.M. *Plasma-Based Radar Cross Section Reduction*. – Singapore: Springer, 2016. – 100 c
28. Russo P., Primiani V.M., Cerri G., De Leo R., Vecchioni E. Experimental characterization of a surfaguide fed plasma antenna // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. – 2011. – Vol. 59, No. 2. – P. 425–433. DOI: 10.1109/TAP.2010.2096387.
29. Barro O.A., Kobeisse O., Payet R. Reconfigurable patch antenna radiations using plasma Faraday shield effect // *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. – 2015. – Vol. 15. – P. 726–729.
30. Kim H., Hopwood J. Plasma-enhanced metamaterial for electromagnetic wave steering // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2018. – Vol. 27, No. 9. – P. 095007.
31. Magarotto M., De Carlo P., Mansutti G., Capobianco G. Plasma-based reflective surface for polarization conversion // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. – 2023. – Vol. 71, No. 4. – P. 2849–2854.
32. Yuan C.X., Zhou Z.X., Sun H.G. Reflection properties of electromagnetic wave in a bounded plasma slab // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2010. – Vol. 38, No. 12. – P. 3348–3355. DOI: 10.1109/TPS.2010.2082555.
33. Chang Y., Wei X., Xu H., Guo X. Study on electromagnetic scattering characteristics of inductively coupled plasma superimposed controllable coding diffuse metasurface // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2022. – Vol. 50, No. 12. – P. 5038–5045. DOI: 10.1109/TPS.2022.3212372.
34. Kong F., Nie Q., Xu G., Zhang X., Lin S., Jiang B. Experimental and numerical studies on the receiving gain enhancement modulated by a sub-wavelength plasma layer // *Plasma Science and Technology*. – 2018. – Vol. 20, No. 9. – P. 095504. DOI: 10.1088/2058-6272/aac430.
35. Shahmohamadi B., Sarraf Shirazi R., Moradi G., Ghaderi M. Analysis of dipole plasma antenna using kinetic method and FDTD numerical approach

- // AEU – International Journal of Electronics and Communications. – 2022. – Vol. 145. – Art. 154066. DOI: 10.1016/j.aeue.2021.154066.
36. Zhao J., Kong L., Chen X., Liu H., Wang S. Experimental study on a self-phase-shifting cross vibrator plasma antenna array // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. – 2022. – Vol. 21, No. 7. – P. 1343–1347. DOI: 10.1109/LAWP.2022.3167445.
37. Adamovich I., Baalrud S., Bogaerts A., Bruggeman P., Cappelli M. et al. The 2017 plasma roadmap: Low temperature plasma science and technology // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – Vol. 50, No. 32. – P. 323001.
38. Tarakanov V. P. Code KARAT in simulations of power microwave sources including Cherenkov plasma devices, vircators, orotron, E-field sensor, calorimeter etc // EPJ Web of Conferences. – EDP Sciences, 2017. – T. 149. – C. 04024.
39. Adamovich I., Agarwal S., Ahedo E., Alves L.L., Baalrud S. et al. The 2022 plasma roadmap: Low temperature plasma science and technology // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2022. – Vol. 55, No. 37. – P. 373001.
40. Ghayekhloo A., Abdolali A., Mohseni Armaki S.H. Observation of radar cross-section reduction using low-pressure plasma-arrayed coating structure // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2017. – Vol. 65, No. 6. – P. 3058–3064. DOI: 10.1109/TAP.2017.2690311.
41. W. Zhang, H. Xu, Z. Song, X. Han, X. Wei, X. Wu, and Y. Li, “Study on attenuation characteristics of electromagnetic waves in plasma-superimposed artificial wave vector metasurface structure,” Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 53, no. 6, p. 065204, 2019.
42. T. Dwyer, J. Greig, D. Murphy, J. Perin, R. Pechacek, and M. Raleigh, “On the feasibility of using an atmospheric discharge plasma as an rf antenna,” IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 32, no. 2, pp. 141–146, 1984.

43. Y. Brelet, A. Houard, G. Point, B. Prade, L. Arantchouk, J. Carbonnel, Y.-B. André, M. Pellet, and A. Mysyrowicz, "Radiofrequency plasma antenna generated by femtosecond laser filaments in air," *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 26, 2012.
44. F. Théberge, J.-F. Gravel, J.-C. Kieffer, F. Vidal, and M. Châteauneuf, "Broadband and long lifetime plasma-antenna in air initiated by laser-guided discharge," *Applied Physics Letters*, vol. 111, no. 7, 2017.
45. F. Sadeghikia, M.-R. Dorbin, J. A. R. Mohassel, and H. B. Ja'afar, "A developed mechanism for the measurement of the plasma density along a surface wave excited plasma column," in *2022 IEEE International RF and Microwave Conference (RFM)*. IEEE, 2022, pp. 1–4.
46. J.F. Weymouth, "Plasma diagnostic sin electric discharge light sources," in *Plasma Diagnostics*. Academic press, Inc, 1989, ch. 2, pp. 47–111.
47. M.K. Howlader, Y. Yang, and J.R. Roth, "Time-resolved measurements of electron number density and collision frequency for a fluorescent lamp plasma using microwave diagnostics," *IEEE transactions on plasma science*, vol. 33, no. 3, pp. 1093–1099, 2005.
48. 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.
49. Chung M., Chen W. S., Huang B. R., Chang C. C., Ku K. Y., Yu Y. H., Suen T. W. Capacitive coupling return loss of a new pre-ionized monopole plasma antenna // *TENCON 2007-2007 IEEE Region 10 Conference*. – IEEE, 2007. – С. 1-4.
50. Chao L., Yue-Min X., Zhi-Jiang W. Numerical simulation of plasma antenna with FDTD method // *Chinese Physics Letters*. – 2008. – Т. 25. – №. 10. – С. 3712.

51. Минаев И. М., Гусейн-заде Н. Г., Рухадзе К. З. Плазменная приемная вибраторная антенна // Физика плазмы. – 2010. – Т. 36. – №. 10. – С. 972-974.
52. Zhu A., Chen Z., Lv J. Reconfigurable characteristics of the monopole plasma antenna and its array driven by surface wave // WSEAS Transactions on Communication. – 2013. – V. 12. – No. 4. – P. 143-153.
53. Vachkov V., Kiss'ovski Z. Miniature microwave plasma antenna at 2.45 GHz // The European Physical Journal: Applied Physics. – 2015. – Т. 72. – №. 3. – С. 30801.
54. Агафонов Ю. Н. Башилов, Г. В., Марков, Г. А., Чугунов, Ю. В. . Активная плазменная антенна в ионосфере Земли // Геомагнетизм и аэрномия. – 1996. – Т. 36. – №. 4. – С. 206-211.
55. Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Петров Е.Ю. Электродинамические характеристики ленточной антенны в магнитоактивной плазме // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57, №3. С. 325-329.
56. Kudrin A. V., Zaitseva A.S., Zaboronkova T. M., Krafft C., Kyriacou G.A. Theory of a strip loop antenna located on the surface of an axially magnetized plasma column // Progress in Electromagnetics Research B. – 2013. – V. 51. – P. 221-246.
57. Kumar R., Bora D. Experimental study of parameters of a plasma antenna // Plasma Science and Technology. – 2010. – Т. 12. – №. 5. – С. 592.
58. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. – М.: Связь. – 1973. – 480. С.
59. About EMPro // Keysight Technologies URL: <http://www.keysight.com/en/pc-1297143/EMPro> (дата обращения: 19.12.2025).
60. Рухадзе К. З. Антенные устройства на основе плазменных технологий: дис. к.т.н. – Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, 2011.

61. Минаев И. М. и др. ВЧ пробой газа поверхностной волной при безэлектродном возбуждении плазменного канала плазменной антенны // Прикладная радиоэлектроника. – 2012. – № 11, № 4. – С. 476-481.
62. Anderson T. Plasma antennas// Artech House. 2011.
63. Rayner J. P., Whichello A. P., Cheetham A. D. Physical characteristics of plasma antennas // IEEE Transactions on plasma science. – 2004. – V. 32. – No 1. – P. 269-281.
64. Минаев И. М., Рухадзе А.А., Сергейчев К. Ф., Трефилов А.Ю. Активная плазменная ВЧ-антенна, самосогласованная с источником колебаний // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2005. – №. 12. – С. 34-44.
65. Naito T. et al. Theoretical and experimental investigation of plasma antenna characteristics on the basis of gaseous collisionality and electron density // Japanese Journal of Applied Physics. – 2014. – V. 54. – No. 1. – P. 016001.
66. Naito T., Yamaura S., Fukuma Y., Sakai O. . Radiation characteristics of input power from surface wave sustained plasma antenna // Physics of Plasmas. – 2016. – V. 23. – No. 9. – P. 093504.
67. Коновалов В. Н. Кузьмин Г. П., Минаев И. М., Рухадзе А. А., Тихоневич О. В. Спектральные характеристики плазменных антенн // XLI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, сборник тезисов, Звенигород. – 2014. – С. 274.
68. Belyaev V. A., Leksikov A. A., Leksikov A. A., Serzhantov A. M., Bal'va Y. F. Nonlinear behavior of plasma antenna vibrator // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2014. – V. 42. – No. 6. – P. 1552-1559.
69. Аскарьян Г. А., Раевский И. М. Возбуждение высокочастотных колебаний импульсом лазера // Письма ЖЭТФ. – 1980. – Т. 32. – № 2. – С. 115-119.

70. Choe Y. S., Hao Z., Lin J. Radiation characteristics of femtosecond laser-induced plasma channel Vee antenna // *Physics of Plasmas*. – 2015. – V. 22. – No. 6. – P. 063302.
71. Robson A. E., Morgan R. L., Meger R. A. Demonstration of a plasma mirror for microwaves // *IEEE transactions on plasma science*. – 1992. – V. 20. – No. 6. – P. 1036-1040.
72. Kudrin A. V., Ivoninsky A. V., Es'kin V. A. Electromagnetic resonance scattering by an array of magnetized plasma cylinders // *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. – IEEE, 2016. – P. 1-4.
73. Третьяков Д. В. Искровая плазменная антенна // *Радиотехника и электроника*. – 2008. – Т. 53. – №. 7. – С. 867-873.
74. Колычев С.А., Ярыгин А.П. Оценка влияния расширения приосевого канала рефрактора плазменной антенны на его характеристики направленности // *Антенны*. – 2011. – №12. – С. 26-30.
75. Sadeghikia F. et al. Characteristics of plasma antennas under radial and axial density variations // *Progress In Electromagnetics Research*. – 2012. – Т. 1213.
76. Heald M.A., Wharton C.B., Furth H.P. *Plasma diagnostics with microwaves*. New York: Wiley John Wiley & Sons Inc.; 1965. 452 p
77. Голант В.Е. *Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы*. М.: Наука; 1968. 327 с.
78. Thomassen K.I. Microwave plasma density measurements // *Journal of Applied Physics*. 1965. V. 36. № 11. P. 3642-3644. doi: [10.1063/1.1703058](https://doi.org/10.1063/1.1703058)
79. Wellenstein H.F., Frommhold L., Robertson W.W. Calibration procedure to correct for the effects of dielectric containers in microwave plasma density measurements // *Journal of Applied Physics*. 1972. V. 43. № 9. P. 3716-3719. doi: [10.1063/1.1661796](https://doi.org/10.1063/1.1661796)
80. Смирнов А.С., Фролов К.С. Исследование тлеющего разряда в электроотрицательных газах с помощью открытого СВЧ резонатора // *ЖТФ*. 1988. Т. 58. № 10. С. 1878–1884.

81. Li S., Bosisio R.G. Composite hole conditions on complex permittivity measurements using microwave cavity perturbation techniques // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1982. V. 30. № 1. P. 100-103. doi: [10.1109/TMTT.1982.1131024](https://doi.org/10.1109/TMTT.1982.1131024)
82. Li J., Astafiev A.M., Kudryavtsev A.A., Yuan C., Zhou Z., Wang X. The possibility of measuring electron density of plasma at atmospheric pressure by a microwave cavity resonance spectroscopy // IEEE Transactions on Plasma Science. 2021. V. 49. № 3. P. 1001-1008. doi:10.1109/TPS.2021.3050110
83. Sadeghikia F., Dorbin M.R., Rashed Mohassel J.A., Ja'afar H.B. Measurement of Plasma Parameters Using Stationary Method in Resonant Cavity // 2023 17th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP). 2023. doi: [10.23919/EuCAP57121.2023.10133064](https://doi.org/10.23919/EuCAP57121.2023.10133064)
84. Dorbin M.R., Mohassel J.A.R., Sadeghikia F., Ja'afar H.B. Determination of the plasma density in a plasma antenna based on image analysis and livpd graphs // IEEE Access. 2023. V. 11. P. 120721-120727. doi: 10.1109/ACCESS.2023.3327179
85. Усачёнок М.С., Акишев Ю.С., Казак А.В., Петряков А.В., Симончик Л.В., Шкурко В.В. Определение концентрации электронов в аргоновой струе диэлектрического барьерного разряда с помощью СВЧ волноводного фильтра // ЖТФ. 2023. Т. 93. № 3. С. 350–355. doi:10.21883/JTF.2023.03.54845.265-22
86. Жуков В.И., Карфидов Д.М. Распределение плазмы в столбе СВЧ разряда низкого давления, поддерживаемого стоячей поверхностной волной // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 8. С. 779-788. doi:10.31857/S0367292123600462
87. Moisan M., Shivarova A., Trivelpiece A.W. Experimental investigations of the propagation of surface waves along a plasma column // Plasma physics. 1982. V. 24. № 11. P. 1331. doi: 10.1088/0032-1028/24/11/001

88. Tarakanov V. P. User's Manual for Code KARAT. – Springfield, VA: Berkeley Research Associates Inc., 1992. – 113 p.
89. Andreev S. N., Kurilenkov Y. K., Oginov A. V. Fully Electromagnetic Code KARAT Applied to the Problem of Aneutronic Proton–Boron Fusion // Mathematics. – 2023. – Vol. 11, No. 18. – P. 4009. – DOI: 10.3390/math11184009.
90. Schlüter H., Shivarova A. Travelling-wave-sustained discharges // Physics Reports. – 2007. – Vol. 443, No. 4–6. – P. 121–255. – DOI: 10.1016/j.physrep.2006.12.006.
91. Moisan M., Nowakowska H. Contribution of surface-wave (SW) sustained plasma columns to the modeling of RF and microwave discharges with dimensions ranging from 0.1 mm to 10 cm. Part I // Plasma Sources Science and Technology. – 2018. – Vol. 27, No. 7. – P. 073001. – DOI: 10.1088/1361-6595/aac528.
92. Trivelpiece A. W., Gould R. W. Space charge waves in cylindrical plasma columns // Journal of Applied Physics. – 1959. – Vol. 30, No. 11. – P. 1784–1793. – DOI: 10.1063/1.1735056.
93. Aliev Yu. M., Schlüter H., Shivarova A. Guided-Wave-Produced Plasmas. – New York: Springer-Verlag, 2000. – 372 p. – DOI: 10.1007/978-3-642-57060-5.
94. Aliev Yu. M., Maximov A. V., Schlüter H., Shivarova A. On the self-consistent theory of surface wave produced plasmas // Journal of Plasma Physics. – 1994. – Vol. 52, No. 2. – P. 321–337. – DOI: 10.1017/S0022377800017931.
95. Boivin S., Glad X., Bœuf J. P., Stafford L. Analysis of the high-energy electron population in surface-wave plasma columns in presence of collisionless resonant absorption // Plasma Sources Science and Technology. – 2018. – Vol. 27, No. 9. – P. 095011. – DOI: 10.1088/1361-6595/aadb61.
96. Zhukov V. I., Karfidov D. M. Plasma distribution in a column of a low-pressure microwave discharge sustained by a standing surface wave //

- Plasma Physics Reports. – 2023. – Vol. 49, No. 8. – P. 975–983. – DOI: 10.1134/S1063780X23600792.
97. Zhukov V. I., Karfidov D. M., Sergeichev K. F. Propagation of microwave discharge sustained by surface wave in quartz tube filled with low-pressure air // Plasma Physics Reports. – 2020. – Vol. 46, No. 8. – P. 837–845. – DOI: 10.1134/S1063780X20080127.
98. Ferreira C. M. Theory of a plasma column sustained by a surface wave // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1981. – Vol. 14, No. 10. – P. 1811–1830. – DOI: 10.1088/0022-3727/14/10/015.
99. Moisan M., Zakrzewski Z., Pantel R. The theory and characteristics of an efficient surface wave launcher (surfatron) producing long plasma columns // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1979. – Vol. 12, No. 2. – P. 219–237. – DOI: 10.1088/0022-3727/12/2/008.
100. Райзер Ю. П. Физика газового разряда: учебное руководство для вузов. – М.: Наука, 1992. – 536 с.
101. Konovalov V. N., Kuz'min G. P., Minaev I. M., Rukhadze A. A., Tikhonovich O. V. Plasma antenna excited by a surface wave // Plasma Physics Reports. – 2015. – Vol. 41, No. 9. – P. 833–836. – DOI: 10.1134/S1063780X15090068.
102. Голятина Р. И., Майоров С. А. Характеристики дрейфа электрона в аргоне с парами ртути // Прикладная физика. – 2016. – № 3. – С. 5–10.
103. Дятко Н. А., Ионих Ю. З., Калинин С. А., Митюрёва А. А. Оценка напряженности электрического поля в предпробойной волне ионизации в длинной разрядной трубке по спектру излучения // Физика плазмы. – 2020. – Т. 46, № 2. – С. 154–171.
104. Bogachev, N.N.; Gusein-zade, N.G.; Nefedov, V.I. Radiation pattern and radiation Spectrum of the plasma asymmetrical dipole antenna. *Plasma Phys. Rep.* **2019**, *45*, 372–375.

105. Hirani, R.R.; Sinha, A.; Pandey, A.K.; Pathak, S.K.; Shah, S.N. Numerical design and experimental characterization of reconfigurable leaky wave plasma antenna. *IEEE Access* **2024**, *12*, 152347–152357.
106. Aliev Yu.M., Maximov A.V., Schlüter H. // *Phys. Scr.* 1993. V. 48. № 4. P. 464-466. doi:10.1088/0031-8949/48/4/013
107. В.Е. Семенов. «Волна пробоя в самосогласованном поле электромагнитного волнового пучка». *Физика плазмы*, 1982, Т.8, № 3. С.613-618.
108. A. N. Kolmogorov, I. G. Petrovskii, and N. S. Piskunov, *Byul. MGU. Matematika i Mekhanika* 1, 1 (1937)
109. V. I. Zhukov and D. M. Karfidov, *Plasma Phys. Rep.* 49, 975 (2023). <https://doi.org/10.1134/s1063780x23600792>

Публикации автора по теме диссертации

1. Bogachev N. N., **Stepin V. P.**, Zhukov V. I., Andreev S. E., Karfidov D. M., Usachonak M. S., Konchekov E.M., Gusein-zade, N. G. The Effect of the Axial Plasma Electron Density Distribution on the Effective Length and Radiation Pattern of a Plasma Antenna //Plasma. –2025.– V. 8. –No. 4. –P. 49. (WoS Q3, Scopus Q2)
2. Богачев Н.Н., **Степин В.П.**, Богданкевич И.Л., Андреев С.Е., Гусейн-заде Н.Г. Проявление нелинейных эффектов в линейном режиме работы плазменной антенны / Инженерная физика. – 2025 – № 7.– 3-13. DOI: 10.25791/infizik.7.2025.1488 (ВАК).
3. **Степин В. П.**, Жуков В. И., Андреев С. Е., Карфидов Д. М., Усачонок М. С., Гайдаш А. С., Замуруев С. Н., Богачёв Н. Н. Использование моды TM₁₁₀ (E₁₁₀) цилиндрического СВЧ-резонатора для оценки концентрации плазмы в газоразрядной трубке // Физика плазмы. – 2025. – Т. 51. – № 10. – С.1263–1270; doi: 10.1134/S1063780X25603578 (WoS Q4, Scopus Q4).
4. **Степин В. П.**, Жуков В. И., Карфидов Д. М., Богачёв Н. Н. Экспериментальное и численное исследование структуры разряда, поддерживаемого поверхностной волной, в аргоне низкого давления // Физика плазмы. – 2026. – V. 52. – No. 1. – P. 151–173.

Публикации автора в сборниках трудов и тезисов конференций

1. Bogachev N.N., Bogdankevich I.L., **Stepin V.P.**, Andreev S.E., Gusein-zade N.G., Numerical PiC Simulation of the Effect of Plasma on the Characteristics of the Plasma Antenna // 20th International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation; Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences Moscow, Russia, April 8–12, 2024 Book of Abstracts. –2024 – с. 119
2. N.N. Bogachev, I.L. Bogdankevich, V.I. Zhukov, D.M. Karfidov, **V.P. Stepin**, N.G. Gusein-zade, Ionization of a Plasma Antenna Channel in a Dielectric Gas-discharge Tube// 32 Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, August 26 - 30, 2024 Belgrade, Serbia, Программа и тезисы докладов.–2024.– с. 119

3. **Степин В.П.**, Богачев Н.Н., Жуков В.И., Андреев С.Е., Усаченок М.С., Измерения концентрации плазмы в газоразрядной трубке плазменной антенны // VII ежегодная школа-конференция молодых ученых «Прохоровские недели», 22 – 24 октября 2024 г., ИОФ РАН, Москва, Россия: Сб. тезисов.– Москва: ИОФ РАН.– 2024.– с. 162 DOI: 10.24412/cl-35673-2024-1-162-164.
4. **Степин В.П.**, Жуков В.И., Андреев С.Е., Усаченок М.С., Карфидов Д.М., Богачев Н.Н., Бесконтактные методы определения концентрации плазмы в газоразрядной трубке плазменной антенны // VIII Международная научно-практическая конференция «Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем» «РАДИОИНФОКОМ – 2024», 18 - 22 ноября 2024 г., Москва, Россия: Сб. тезисов.– Москва: МИРЭА.–2024. – с.327-332.
5. Богачев Н.Н., Усачёнок М.С., **Степин В.П.**, Жуков В.И., Андреев С.Е., Богданкевич И.Л., Гусейн-заде Н.Г. Плазменные антенно-фидерные устройства, системы и метаповерхности// LI Конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу 17 – 21 марта 2025 года, г. Звенигород, Московская обл., Россия. Сборник тезисов докладов.– 2025.– ч. 2.– с. 270 DOI: 10.34854/ICPAF.52.2025.1.1.220.
6. Bogachev N.N., Usachonak M.S., **Stepin V.P.**, Zhukov V.I., Andreev S.E., Bogdankevich I.L., Simonchik L.V., Gusein-zade N.G. Gas discharge plasma antennas, arrays and metasurfaces // 21th International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation, April 7-11, 2025, Moscow, Russia. Book of Abstracts. – 2025.– p. 99.
7. **Stepin V.P.**, Bogachev N.N., Andreev S.E., Bogdankevich I.L., Zhukov V.I., Karfidov D.M., Usachonak M.S., Gusein-zade N.G. Effects of axial plasma density distribution on the characteristics of a plasma antenna // 21th International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation, April 7-11, 2025, Moscow, Russia. Book of Abstracts. – 2025.– p. 100.
8. **Степин В.П.** Влияние продольного распределения концентрации плазмы на характеристики плазменной антенны // Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», 11

по 25 апреля 2025, Москва, Россия. Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2025» / Отв. ред. И.А. Алешковский, А.В. Андриянов, Е.А. Антипов, Е.И. Зимакова. [Электронный ресурс] – М.: МАКС Пресс, 2025. [uid1039249_a6c6b647adcdccfb67200761d9d267a016a02cdb.docx](#)

9. **Степин В.П.**, Богачев Н.Н., Андреев С.Е., Жуков В.И. Влияние аксиального и радиального распределения концентрации плазмы на характеристики плазменной антенны// Всероссийская молодежная конференция по управляемому термоядерному синтезу, плазменным технологиям и высокотехнологичной медицине (ВМКТ-2025). 25-28 июня 2025, Москва, Троицк, Россия, Сборник тезисов. –2025 – С.125.
10. **Stepin V.P.**, Zhukov V.I., Andreev S.E., Bogachev N.N. Influence of axial and radial plasma density distributions on the characteristics of a plasma antenna // 17th International Conference Gas Discharge Plasmas and Their Applications, September 8-12, 2025. – p.102.