

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук»

На правах рукописи

Зудин Илья Юрьевич

ЛАБОРАТОРНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН
СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА В НЕСТАЦИОНАРНОЙ И НЕОДНОРОДНОЙ
МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Гущин Михаил Евгеньевич

Нижний Новгород – 2020 г.

Оглавление

Введение	4
Цели и задачи работы	6
Научная новизна работы	7
Теоретическая и практическая значимость работы	7
Основные положения, выносимые на защиту	8
Методы исследования и степень достоверности результатов	9
Структура и объем диссертации	10
Публикации и апробация результатов	11
Личный вклад автора	13
Благодарности	13
1 Методы исследований	14
1.1 Общая характеристика свистовых волн	14
1.1.1 Волны свистового диапазона частот в однородной магнитоактивной плазме	14
1.1.2 Особенности волноводного распространения свистовых волн в неоднородной плазме	17
1.2 Описание экспериментальной установки	20
1.2.1 Крупномасштабный плазменный стенд «Крот»	20
1.2.2 Рамочные антенны для регистрации переменных магнитных полей	26
1.2.3 Зонд с СВЧ резонатором на четвертьволновом отрезке двухпроводной линии	29
1.3 Численная модель распространения свистовых волн в магнитоактивной плазме и реализующая ее разностная схема	33
1.3.1 Модель	34
1.3.2 Пространственно-временная сетка и система разностных уравнений	35
1.3.3 Виртуальные поглотители	39
1.3.4 Начальные и граничные условия моделирования	42
1.3.5 Моделирование распространения монохроматических волн	43

2	Лабораторное исследование эффектов кроссмодуляции волн свистового диапазона частот	45
2.1	Постановка эксперимента	46
2.2	Результаты эксперимента	51
2.3	Обсуждение	55
2.4	Основные результаты главы	58
3	Численное моделирование распространения свистовых волн при наличии систем вытянутых неоднородностей с повышенной концентрацией магнитоактивной плазмы	59
3.1	Постановка численного эксперимента	62
3.2	Результаты численного моделирования	66
3.3	Обсуждение результатов	79
3.4	Основные результаты главы	84
4	Численное и лабораторное моделирование распространения свистовых волн в плазме с системами вытянутых неоднородностей с пониженной концентрацией	85
4.1	Численное моделирование	86
4.1.1	Постановка численного эксперимента	86
4.1.2	Результаты моделирования	88
4.1.3	Обсуждение режимов волноводного распространения	99
4.2	Лабораторное моделирование распространения свистовых волн при наличии групп плазменных неоднородностей	101
4.2.1	Методика создания систем вытянутых неоднородностей с пониженной концентрацией в лабораторной магнитоактивной плазме	101
4.2.2	Экспериментальное исследование распространения свистовой волны в плазме с двумя неоднородностями с пониженной концентрацией	105
4.3	Основные результаты главы	108
	Заключение	109
	Список литературы	111

Введение

Волны свистового диапазона, возбуждаемые в полосе крайне низких и очень низких частот (КНЧ и ОНЧ), играют важную роль в различных процессах в околоземной плазме, могут служить инструментом активного воздействия на геофизическую среду, использоваться для радиосвязи. Источниками свистовых волн являются наземные передатчики [1; 2], молниевые разряды [3], а также различные неустойчивости, развивающиеся при участии энергичных частиц радиационных поясов Земли [4; 5]. Искусственные волны свистового диапазона могут возбуждаться с борта космических аппаратов, использующих антенны длиной от нескольких десятков до нескольких сотен метров [6–8]. Естественные волны свистового диапазона представляют собой шумовые и дискретные (узкополосные) эмиссии, в том числе – с очень высокой интенсивностью [4; 9–13]. Как естественные, так и искусственные волны свистового диапазона используются для диагностики околоземной плазмы [14–16], исследования радиационных поясов и активного воздействия на них [17–21].

В процессе распространения через околоземную плазму свистовые волны подвержены влиянию нестационарных и неоднородных в пространстве вариаций параметров среды. Возмущения околоземной плазмы могут быть обусловлены как естественными причинами, так и активным волновым воздействием на ионосферу, в первую очередь – мощными наземными станциями, включая специализированные коротковолновые (КВ) стелсы для нагрева ионосферы [22]. Нестационарные возмущения околоземной плазмы обогащают спектр свистовых волн, как искусственных, так и естественных [23–26]. Неоднородности плазмы, в свою очередь, изменяют трассы распространения свистовых волн, модулируют их пространственную структуру, а также играют роль волноводных каналов [27–29].

Нестационарные возмущения плазмы могут возникать при взаимодействии интенсивных волн на общей трассе распространения. Для объяснения эффектов взаимодействия свистовых волн в околоземной плазме ранее предлагались резонансные механизмы, подразумевающие выполнение условий синхронизма [30; 31]. В то же время, нерезонансные параметрические явления [32], не требующие для своего развития выполнения строгих условий на частоты и длины взаимодействующих волн, и благодаря этому способные обеспечивать преобразование спектра в широкой полосе частот, могут играть важную роль. Понимание механизмов нелинейности важно для интерпретации результатов натуральных экспериментов со свистовыми

волнами с целью разделения эффектов взаимодействия типа «волна – волна» [33] и «волна – частица» [34]. На сегодняшний день остается не до конца исследованным вопрос об эффективности взаимодействия свистовых волн на общих трассах распространения и механизмах, ответственных за генерацию сигналов комбинационных частот.

В активных ионосферных экспериментах, выполняемых с использованием мощных наземных передатчиков, возможно формирование неоднородных структур околосредней плазмы, которые могут служить волноводными каналами (или дактами) для волн свистового диапазона. Создание искусственных ионосферных дактов за счет радиочастотного нагрева ионосферы [35–38] может, в частности, способствовать выходу КНЧ-ОНЧ сигналов из ионосферы в магнитосферу. Данное явление наблюдалось в экспериментах, выполненных с использованием нагревных стендов EISCAT (Норвегия) [39], «Сура» (Россия) [40], HAARP (США) [41]. Результаты недавних исследований указывают на то, что искусственные дакты, возникающие при нагреве ионосферы, имеют сложную внутреннюю структуру. Так, прямые спутниковые измерения демонстрируют существование внутри дактов неоднородностей концентрации плазмы, вытянутых вдоль геомагнитного поля, с поперечными размерами порядка 10 км [42; 43]. Кроме того, косвенные данные, полученные по рассеянию ОНЧ волн на неоднородностях, а также радарные измерения свидетельствуют о существовании внутри крупномасштабных дактов сильно вытянутых мелкомасштабных неоднородностей с поперечными размерами от 10 м до 1 км [28; 44]. Имеющиеся модели описывают, в основном, распространение свистовых волн вдоль неоднородностей с относительно простым поперечным профилем. Влияние множественных неоднородностей концентрации с различными поперечными масштабами, образующих вторичную ионосферную турбулентность, на распространение свистовых волн является открытым вопросом. Решение данной проблемы важно как для фундаментальной науки, так и для приложений, связанных с радиосвязью и развитием новых методов волновой диагностики ионосферы.

Проведение натурных исследований сопряжено со значительными организационно-финансовыми затратами на обеспечение работы специальных стендов для активного воздействия на околосреднюю плазму, функционирование сети наблюдательных пунктов, разработку и запуск космических миссий. Это обстоятельство делает оправданным лабораторное моделирование волновых процессов, производимое на специализированных крупномасштабных плазменных стендах [45; 46]. К достоинствам лабораторного эксперимента относятся возможность использования широкого арсенала современных методов диагностики плазмы, многократного воспроизведения исследуемого явления при целенаправленном варьировании условий его протекания. Результаты лабораторных и космических экспериментов могут быть сопоставлены друг с другом на основании преобразований подобия [47].

Другим подходом является численное моделирование волновых процессов, получившее

широкое распространение благодаря непрерывному развитию вычислительной техники. В части изучения распространения свистовых волн, разрабатываемые в настоящее время численные модели дополняют аналитический подход [27; 48—52], особенно – при решении задач взаимодействия низкочастотного излучения с неоднородными плазменными структурами [29; 42; 53]. Сочетание лабораторного и численного моделирования способствует верификации разрабатываемых моделей различного уровня. Комбинированный подход может эффективно применяться для решения задач распространения электромагнитных волн в нестационарной и неоднородной плазме.

Цели и задачи работы

Цель диссертационной работы – исследование методами лабораторного и численного моделирования эффектов, возникающих при распространении свистовых волн в магнитоактивной плазме с нестационарными возмущениями параметров и при наличии множественных вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей концентрации.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить ряд следующих задач:

- выполнить на лабораторном плазменном стенде «Крот» экспериментальное исследование эффектов параметрического взаимодействия волн свистового диапазона частот на общей трассе распространения; провести теоретический анализ полученных результатов;
- разработать и реализовать численный алгоритм для решения задачи о взаимодействии волн свистового диапазона с системами вытянутых вдоль внешнего магнитного поля неоднородностей концентрации с различными поперечными масштабами;
- выполнить численное моделирование эффектов взаимодействия свистовых волн с регулярными и случайными неоднородностями с повышенной и пониженной относительно фонового значения концентрацией плазмы в условиях, соответствующих параметрам лабораторного и активного ионосферного эксперимента;
- разработать методику создания в лабораторной плазме систем вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей концентрации для лабораторного моделирования ионосферных эффектов, и выполнить эксперименты по взаимодействию свистовых волн с группами плазменных неоднородностей в режиме волноводного захвата и распространения.

Научная новизна работы

Полученные в диссертационном исследовании результаты оригинальны и новы, что подтверждается их публикацией в высокорейтинговых российских и зарубежных журналах.

Впервые на большой плазменной установке экспериментально исследовано взаимодействие интенсивных волн свистового диапазона частот, проявляющееся в их кроссмодуляции, за счет возмущений концентрации плазмы и генерации низкочастотных нелинейных токов. Качественная интерпретация полученных результатов выполнена в рамках приближения геометрической оптики нестационарных сред.

Разработан и реализован оригинальный алгоритм моделирования распространения волн свистового диапазона частот в неоднородной плазме, основанный на методе конечных разностей во временной области (FDTD). Данный алгоритм использован для моделирования распространения свистовых волн в присутствии систем мелкомасштабных неоднородностей концентрации в условиях, характерных для природных ионосферных и лабораторных экспериментов, включая активный эксперимент с использованием нагревного стенда «Сура», низкочастотного наземного передатчика и спутника DEMETER.

Обнаружены и исследованы новые режимы волноводного распространения свистовых волн вдоль систем вытянутых неоднородностей с повышенной и пониженной концентрацией магнитоактивной плазмы. Дана качественная и количественная интерпретация полученных результатов на основе аналитических решений задач о распространении волн вдоль цилиндрических (в трехмерной геометрии) и плоских (в двумерной геометрии) неоднородностей плазмы.

Предложена оригинальная методика создания в лабораторных экспериментах систем неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы за счет ее локального высокочастотного нагрева с помощью линеек компактных антенн. Впервые в лабораторных условиях показано распространение свистовых волн вдоль системы неоднородностей концентрации в режиме связанных волноводов.

Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая значимость диссертационного исследования заключается в развитии имеющихся и разработке новых моделей взаимодействия свистовых волн. В частности, на основе результатов лабораторных экспериментов предложена модель взаимодействия свистовых волн на общей трассе распространения за счет эффектов нерезонансного параметрического преобразования частоты и амплитуды в рамках приближения пространственно-временной геометрической оптики. По результатам численного моделирования установлены новые ре-

жимы волноводного каналирования свистовых волн системами мелкомасштабных неоднородностей магнитоактивной плазмы. В зависимости от размера неоднородностей и масштабов локализации волноводных мод неоднородностей, рассматриваемых по отдельности, система может образовывать совокупность независимых плазменных волноводов; волноводов, обменивающихся энергией за счет перекрытия мод, либо образовывать единый волновод, электродинамические свойства которого не зависят от деталей его мелкомасштабной структуры.

Практическая значимость работы состоит в возможности прямого использования полученных результатов для интерпретации результатов активных экспериментов по прохождению КНЧ-ОНЧ излучения через ионосферу в присутствии искусственных ионосферных дактов плотности [28; 41], в том числе оценки профиля возмущений концентрации ионосферной плазмы по результатам спутниковых волновых измерений.

Основные положения, выносимые на защиту

1. По результатам модельных лабораторных экспериментов, выполненных на крупномасштабном плазменном стенде «Крот», установлено, что пробная свистовая волна, распространяющаяся в магнитоактивной плазме, модифицированной интенсивной свистовой волной с амплитудной модуляцией (волной накачки), испытывает амплитудно-частотную модуляцию с тем же периодом – кроссмодуляцию. Эффект кроссмодуляции обусловлен вариациями показателя преломления пробной волны, индуцированными волной накачки. При низких частотах (длинных периодах) модуляции возмущения показателя преломления связаны с изменением концентрации электронов. При высоких частотах (малых периодах) модуляции эффект кроссмодуляции обусловлен нелинейными токами и соответствующими им возмущениями магнитного поля.
2. В системах вытянутых неоднородностей магнитоактивной плазмы с повышенной относительно фонового значения концентрацией наблюдаются различные режимы волноводного распространения квазипродольных свистовых волн. Численное моделирование и аналитическое рассмотрение указывают на существование характерного поперечного масштаба неоднородностей d_0 , зависящего от величины возмущения концентрации плазмы в неоднородностях, их поперечного размера, а также от частоты излучения. Неоднородности, ширина которых превосходит d_0 , являются независимыми плазменными волноводами. В группах близко расположенных неоднородностей, ширина которых существенно меньше d_0 , волноводные свойства отдельных неоднородностей не проявляются в силу большого масштаба локализации их мод; такие мелкомасштабные структуры могут быть заменены эквивалентным волноводом со сглаженным на масштабе d_0 профилем. В промежуточном случае, в группах неоднородностей с поперечными

размерами порядка d_0 , реализуется режим связанных волноводов.

3. В соответствии с результатами численного моделирования, в широком диапазоне параметров лабораторной и ионосферной плазмы группы вытянутых неоднородностей с пониженной концентрацией электронов поддерживают распространение косых свистовых волн, или волн конической рефракции, в режиме связанных волноводов.
4. В лабораторных экспериментах системы вытянутых вдоль внешнего магнитного поля неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы, моделирующие систему ионосферных неоднородностей, могут быть созданы путем локального высокочастотного нагрева плазмы гребенкой компактных антенн. Формирование неоднородностей происходит за счет термодиффузионного перераспределения плазмы при ее локальном нагреве в ближнем поле каждой из антенн. При распространении пробных свистовых волн вдоль систем таких неоднородностей происходит перекачка энергии из одной неоднородности в другую, и, таким образом, экспериментально реализуется режим связанных волноводов.
5. Численное и лабораторное моделирование показывают, что группы плазменных неоднородностей, вытянутых вдоль внешнего магнитного поля, являются специфическими направляющими структурами для волн свистового диапазона частот, которые обладают свойствами, отличными от свойств волноводных каналов с простым поперечным профилем. Мелкомасштабная внутренняя структура является неотъемлемым свойством искусственных ионосферных дактов и должна учитываться в моделях распространения свистовых волн через модифицированную мощным коротковолновым излучением ионосферу.

Методы исследования и степень достоверности результатов

Лабораторные эксперименты в рамках диссертационного исследования выполнены на крупномасштабном плазменном стенде «Крот», входящем в состав уникальной научной установки (УНУ) «Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН» [46]. Большие размеры установки обеспечивают возможность проведения экспериментов в приближении «безграничной» плазмы, позволяющем свести к минимуму влияние стенок камеры на исследуемые волновые процессы. Высокая повторяемость параметров плазмы от одного цикла работы установки к другому позволяет выполнять детальные измерения параметров исследуемых процессов в режиме накопления данных с высоким пространственным и временным разрешением. Достоверность получаемых результатов обеспечивается использованием надежных методов диагностики, а также путем сопоставления результатов прямых

и косвенных измерений, выполняемых с помощью различных диагностик.

Численное моделирование выполнено на основе метода FDTD, представляющего собой явную численную схему, построенную на основе уравнений Максвелла с учетом поляризационного отклика плазмы. Для расчетов использована оригинальная программа, написанная на языках C/C++. Использование адаптируемых сеток и алгоритмов распределенных (параллельных) вычислений в программной реализации модели позволяет исследовать распространение свистовых волн с широким пространственным спектром в присутствии существенно разномасштабных неоднородностей концентрации плазмы в крупной расчетной области. Достоверность получаемых в численных экспериментах результатов обеспечивалась путем тестирования программы, в ходе которого контролировались выполнение теоретического закона дисперсии волн, воспроизведение структур полей простых источников и особенностей распространения свистовых волн вдоль неоднородностей концентрации с простыми профилями. В целях верификации выполнялись контрольные численные эксперименты на измельченных сетках и в расширенных расчетных областях. Результаты численного моделирования сопоставлялись с полученными в модельных лабораторных экспериментах картами волновых полей, и демонстрировали хорошее соответствие.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Список литературы состоит из 125 наименований, общий объем диссертации составляет 121 страницу, включает 54 рисунка и 1 таблицу.

Глава 1 посвящена описанию методов лабораторного и численного моделирования, использовавшихся в диссертационном исследовании. Раздел 1.1 является вводным и посвящен основным свойствам волн свистового диапазона частот, распространяющихся в однородной плазме, а также вдоль плазменных волноводов (дактов плотности): вытянутых вдоль магнитного поля каналов с повышенной, либо пониженной концентрацией плазмы. Раздел 1.2 посвящен описанию экспериментальной установки «Крот» и использованных методов диагностики плазмы. В разделе 1.3 описываются математическая модель, используемая в диссертации для исследования распространения свистовых волн в неоднородной плазме, и построенная на ее основе численная схема.

В главе 2 излагаются результаты лабораторного моделирования процессов нелинейного взаимодействия свистовых волн на общей трассе распространения. Раздел 2.1 посвящен постановке эксперимента; результаты описываются в разделе 2.2. Обсуждению полученных результатов посвящен раздел 2.3. Основные выводы главы сформулированы в разделе 2.4.

В главе 3 приводятся постановка численного эксперимента и результаты численного мо-

делирования распространения свистовых волн вдоль систем случайных разномасштабных неоднородностей с повышенной концентрацией плазмы (разделы 3.1 и 3.2, соответственно). Интерпретация полученных результатов приводится в разделе 3.3. В разделе 3.4 приведены основные выводы главы.

Глава 4 посвящена результатам численного и лабораторного моделирования распространения свистовых волн вдоль систем неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы. Постановка численного эксперимента, изложение и обсуждение его результатов приведены в разделе 4.1. Раздел 4.2 посвящен лабораторному моделированию распространения свистовых волн при наличии нескольких неоднородностей концентрации. Итоги по главе подведены в разделе 4.3.

Публикации и апробация результатов

A1. Айдакина Н.А., Гуцин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров, А.В., Стриковский А.В. Кроссмодуляция волн свистового диапазона частот в магнитоактивной плазме // Письма в ЖЭТФ. 2015. т. 101. вып. 4, стр. 254-257.

A2. Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Гуцин М.Е., Заборонкова Т.М., Коробков С.В. Костров А.В. Численное моделирование волн свистового диапазона в замагниченной плазме с мелкомасштабными неоднородностями // Физика плазмы. 2017. т. 43. вып. 12, стр. 1018-1028.

A3. Айдакина Н.А., Галка А.Г., Гундорин В.И., Гуцин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В., Лоскутов К.Н., Мозилевский М.М., Привер С.Э., Стриковский А.В., Чугунин Д.В., Янин Д.В. Моделирование физических явлений в ионосфере и магнитосфере Земли на плазменном стенде «Крот»: некоторые результаты и перспективы // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. т. 58. № 3, стр. 331-342.

A4. Aidakina N., Gushchin M., Zudin I., Korobkov S., Strikovskiy A. Laboratory study of interaction of magnetoplasma irregularities produced by several radio-frequency heating sources // Physics of Plasmas. 2018. v. 25. No. 7, p. 072114 1-13.

A5. Zudin I.Y., Zaboronkova T.M., Gushchin M.E., Aidakina N.A., Korobkov S.V., Krafft C. Whistler waves' propagation in plasmas with systems of small-scale density irregularities: numerical simulations and theory // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2019. v. 124. No. 6, pp. 4739-4760.

A6. Айдакина Н.А., Гуцин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В., Стриковский А.В. Интермодуляционные эффекты, возникающие при многочастотном воздействии на магнитоактивную плазму // Труды международной Байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике и конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и

излучения с веществом». 2013. Редакционно-издательский отдел ИСЗФ СО РАН, Иркутск. стр. 140-142.

А7. *Айдакина Н.А., Гуцин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В., Фролов В.Л.* Лабораторное и численное моделирование распространения волн свистового диапазона частот в замагниченной плазме с мелкомасштабными неоднородностями // Труды XXIV всероссийской научной конференции «Распространение радиоволн» (РРВ-24). Иркутск, 29 июня – 5 июля 2014 г. Т. III. издательский отдел ИСЗФ СО РАН, Иркутск. стр. 25-28.

А8. *Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Коробков С.В.* Численное моделирование распространения свистовых волн в магнитоактивной плазме, модифицированной воздействием интенсивного радиочастотного излучения // Материалы одиннадцатой международной конференции «Сеточные методы для краевых задач и приложения». Казань, 20 – 25 октября 2016 г. стр. 151-155.

А9. *Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Гуцин М.Е., Заборонкова Т.М., Коробков С.В., Стриковский А.В.* Динамика и волноводные свойства мелкомасштабных неоднородностей замагниченной плазмы: лабораторное и численное моделирование // Труды XXVI Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн». Казань, 1–6 июля 2019 г. Том II. Издательство Казанского университета. стр. 35–37.

Результаты диссертации докладывались на следующих российских и международных конференциях:

- XVI научная школа «Нелинейные волны – 2012» (Нижний Новгород, 2012 г.);
- VIII ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе» (Москва, 2013 г.);
- XIII Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» (Иркутск, 2013 г.)
- IX ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе» (Москва, 2014 г.);
- XLII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Москва, 2015 г.);
- XI ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе» (Москва, 2016 г.);
- XII международная конференция «Сеточные методы для краевых задач и приложения» (Казань, 2016 г.);
- XII ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе» (Москва, 2017 г.);
- XIII ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе» (Москва, 2018 г.);
- XVIII научная школа «Нелинейные волны – 2018» (Нижний Новгород, 2018);

- XVI Всероссийская открытая конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса» (Москва, 2018 г.);
- XIV ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе» (Москва, 2019 г.);
- XXVI Всероссийская открытая научная конференция «Распространение радиоволн» (Казань, 2019 г.);
- XV ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе» (Москва, 2020 г.).

Личный вклад автора

Все результаты, изложенные в настоящей диссертации, получены лично автором либо при непосредственном его участии.

Лабораторные эксперименты выполнены в соавторстве, при этом роль автора в постановке экспериментов, обработке и анализе результатов является определяющей. Для создания неоднородностей концентрации автором предложена и реализована методика радиочастотного нагрева лабораторной плазмы несколькими точечными источниками, включая выбор конструкции и способов запитки антенн, управления и контроля мощности, подводимой к антеннам.

Автор лично разработал методику численного моделирования распространения свистовых волн в присутствии мелкомасштабных неоднородностей на основе метода FDTD, и реализовал соответствующее программное обеспечение. Интерпретация полученных результатов была выполнена в соавторстве с Т. М. Заборонковой.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю, к.ф.-м.н. М. Е. Гущину, а также д.ф.-м.н. А. В. Кострову и д.ф.-м.н. Т. М. Заборонковой, внесшим значительный вклад в подготовку диссертации, Н. А. Айдакиной, С. В. Коробкову и к.т.н. А. В. Стриковскому за помощь в проведении экспериментов и обсуждение полученных результатов. Автор выражает отдельную благодарность К. Н. Лоскутову, В. И. Гундोरину и С. Э. Приверу за создание оригинальной радиотехнической аппаратуры и обеспечение работы уникальной экспериментальной установки «Крот». Автор признателен к.ф.-м.н. Н. В. Ильину и Ф. А. Кутерину за обеспечение доступа к высокопроизводительным вычислительным ресурсам ОГИ ИПФ РАН.

Глава 1

Методы исследований

Настоящая глава посвящена методам лабораторного и численного моделирования, которые использовались в диссертационном исследовании. Поскольку основным объектом исследования являются свистовые волны – специфические моды магнитоактивной плазмы, сначала даются их основные свойства, знание которых важно для понимания полученных в диссертации результатов.

1.1 Общая характеристика свистовых волн

1.1.1 Волны свистового диапазона частот в однородной магнитоактивной плазме

Свистовым называется диапазон частот, определяемый выражением

$$f_{lh} \ll f < \max(f_{ce}, f_p), \quad (1.1)$$

где f – частота сигнала, f_{lh} , f_{ce} , f_p – частоты нижнегибридного, электронного циклотронного и плазменного резонансов соответственно. Поверхность волновых векторов свистовых волн является открытой и имеет форму буквы «W» либо «V» [54].

Показатель преломления свистовых волн, определяемый как отношение длины волнового вектора в плазме (k) к длине волнового вектора на той же частоте в вакууме (k_0), во всех случаях больше 1. В общем случае закон дисперсии свистовых волн в пренебрежении эффектами пространственной дисперсии может быть получен из квартики Букера [55]:

$$p^2 = \varepsilon - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\eta}\right) q^2 + \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta}\right) q^4 - \frac{g^2}{\eta} q^2 + g^2\right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.2)$$

где $p = k_z/k_0$ – продольная относительно внешнего магнитного поля составляющая волнового вектора, нормированная на волновой вектор в вакууме, $q = k_x/k_0$ – нормированная поперечная составляющая волнового вектора, ε , g , η – компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы $\hat{\varepsilon}$. Здесь и далее ось z направляется вдоль внешнего магнитного поля, x – перпендикулярно ему.

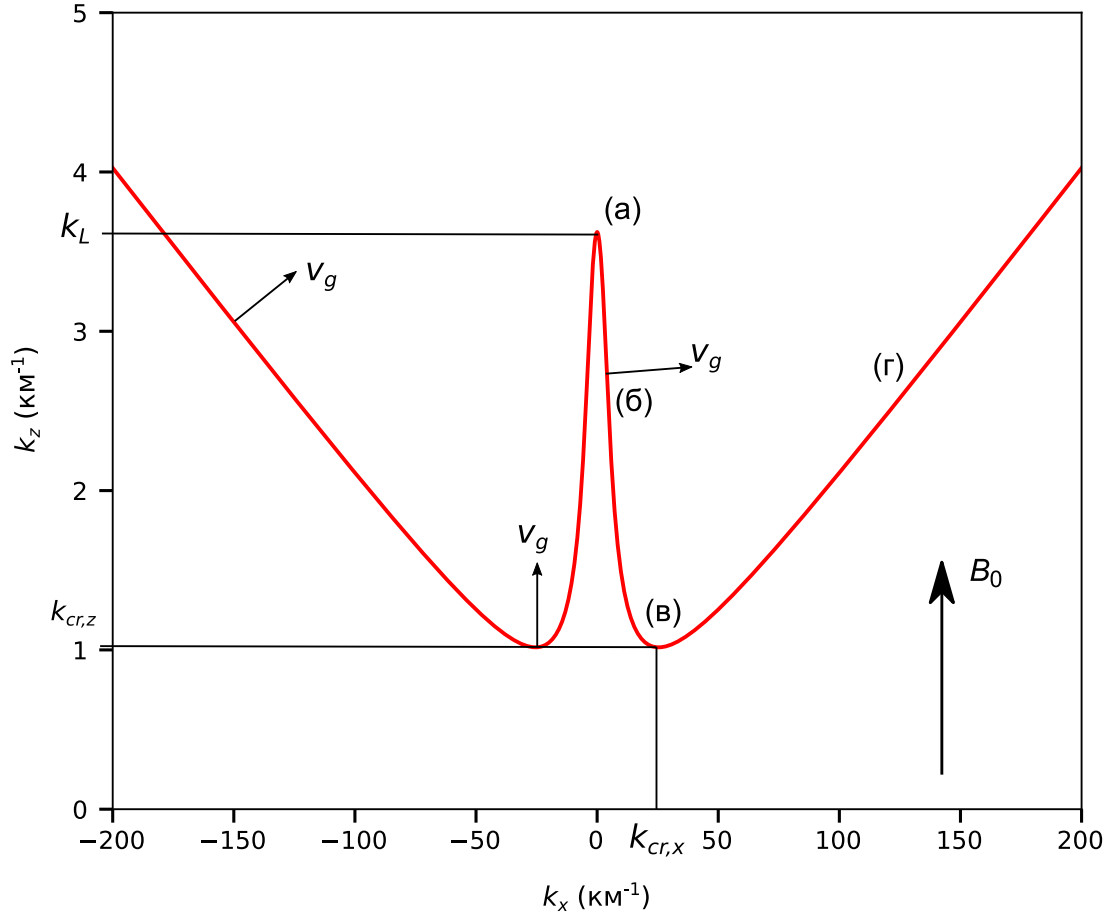


Рис. 1.1: Поверхность волновых векторов свистовых волн, построенная для параметров ионосферного эксперимента, описанного в [28]: $f = 18$ кГц, $f_{ce} = 1.2$ МГц, $f_p = 1.4$ МГц. Внешнее магнитное поле считается направленным вдоль оси z . Буквами отмечены участки, соответствующие (а) квазипродольным свистовым волнам, (б) косым свистовым волнам, (в) волнам конической рефракции, (г) волнам резонансного конуса излучения. Групповая скорость v_g в каждой точке ориентирована перпендикулярно поверхности волновых векторов.

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{f_p^2}{f^2 - f_{ce}^2}, \quad g = \frac{f_p^2 f_{ce}}{f(f^2 - f_{ce}^2)}, \quad \eta = 1 - \frac{f_p^2}{f^2}$$

В диссертации рассматриваются случаи, в которых $f_{ce} \ll f_p$ или, по крайней мере, $f_{ce} \lesssim f_p$. Условия $f < f_{ce} \ll f_p$ характерны для максимума F-слоя ионосферы либо экваториальной магнитосферы. В этом случае выражение для показателя преломления свистовых волн $n = k/k_0 = \sqrt{p^2 + q^2}$ может быть записано в упрощенном виде:

$$n^2 \simeq \frac{f_p^2}{f(f_{ce} \cos \theta - f)}, \quad (1.4)$$

где θ – угол между направлением волнового вектора и внешним магнитным полем, $\operatorname{tg} \theta = k_z/k_x$. Максимальный угол между волновым вектором и магнитным полем в этом случае не зависит от концентрации и определяется выражением

$$\theta_{max} = \arccos \frac{f}{f_{ce}} \quad (1.5)$$

В условиях верхней ионосферы, на низких частотах ($f \ll f_{ce} \lesssim f_p$), для упрощения выражения (1.2) допустимо использование следующего приближения:

$$\varepsilon = 1 + \frac{f_p^2}{f_{ce}^2}, \quad g = -\frac{f_p^2}{f f_{ce}}, \quad \eta = -\frac{f_p^2}{f^2} \quad (1.6)$$

Характерный вид поверхности волновых векторов свистовых волн на низких частотах в верхней ионосфере представлен на рис. 1.1. Волны, волновые вектора которых составляют малый угол с внешним магнитным полем, называются квазипродольными свистовыми волнами. Для них характерна круговая, либо близкая к таковой поляризация, при этом индукция магнитного поля волны значительно превосходит напряженность электрического, $|\mathbf{B}|/|\mathbf{E}| \simeq n$. Волновое число продольных свистовых волн может быть записано как

$$K_L = k_0 P \simeq k_0 + k_0 \frac{f_p}{\sqrt{f(f_{ce} - f)}}, \quad (1.7)$$

где P – безразмерное волновое число продольных волн.

При увеличении угла θ происходит переход к косым свистовым волнам, волновые вектора и групповая скорость которых направлены под углом к полю. Волны, соответствующие локальному минимуму зависимости $p(q)$, называются волнами конической рефракции или модами Жандрена [54; 56]. Вектор групповой скорости этих волн $\mathbf{v}_g = \partial\omega/\partial\mathbf{k}$ (где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота излучения) направлен под малым углом к внешнему магнитному полю. В пределе $f \leq f_{ce}/2 \ll f_p$ выражение для продольной ($K_{cr,z} = k_0 P_c$) и поперечной

($K_{cr,x} = k_0 Q_c$) составляющих волнового вектора волн конической рефракции может быть записано в следующем виде:

$$\begin{aligned}\frac{K_{cr,x}}{k_0} &= P_c \simeq \frac{2f_p}{f_{ce}} \\ \frac{K_{cr,x}}{k_0} &= Q_c \simeq f_p \sqrt{f^{-2} - 4f_{ce}^{-2}}\end{aligned}\quad (1.8)$$

В интервале $f_{ce}/2 < f \leq f_{ce}$ поверхность волновых векторов имеет вид буквы V, волны конической рефракции в этом случае отсутствуют. Большим значениям p и q соответствуют квазиэлектростатические волны резонансного конуса излучения. Вектор электрического поля такой волны, а также ее волновой вектор перпендикулярны направлению распространения (вектору групповой скорости)

$$\frac{E_x}{E_z} \simeq \frac{q}{p} \simeq -\frac{v_{gz}}{v_{gx}} \quad (1.9)$$

1.1.2 Особенности волноводного распространения свистовых волн в неоднородной плазме

Вытянутые вдоль внешнего магнитного поля неоднородные плазменные структуры, или дакты плотности, могут служить волноводами для свистовых волн. Дакты с пониженной концентрацией плазмы являются волноводами для волн конической рефракции [50; 52; 54]. Диапазон волновых чисел собственных мод в таких волноводах определяется условием полного внутреннего отражения на границе дакта, с одной стороны, и возможностью распространения плоских волн внутри дакта, с другой стороны, (рис. 1.2 а):

$$P'_c \leq p \leq P_{c0} \quad (1.10)$$

Здесь и далее штрихом обозначаются величины, относящиеся к плазме внутри дакта, индексом «0» – к фоновой плазме. Анализ показывает, что сколь угодно узкие и сколь угодно мелкие дакты поддерживают распространение, по крайней, мере одной собственной волны. Под глубиной дакта понимается максимальная величина возмущения концентрации $\delta N_e = N'_e - N_{e0}$.

Дакты с повышенной концентрацией плазмы не обеспечивают волноводное распространение свистовых волн в строгом смысле этого слова [50; 51]. Любая квазипродольная, либо косая свистовая волна, падающая на границу, за которой концентрация плазмы уменьшается, претерпевает частичную трансформацию в квазиэлектростатическую волну, уносящую энергию от границы. Однако эффективность этой трансформации, как правило, крайне мала, что делает возможным распространение свистовых волн вдоль дактов с повышенной концентрации плазмы с незначительными радиационными потерями. В этом случае говорят

о распространении несобственных мод. Волновые числа несобственных мод всегда лежат внутри следующего интервала (рис. 1.2б):

$$P_0 \leq \text{Re}p \leq P' \quad (1.11)$$

Теоретически, дакты как с повышенной, так и с пониженной концентрацией плазмы, поддерживают распространение поверхностных волн, поля которых локализованы в окрестности границ дакта [51; 52]. Однако в лабораторных и численных экспериментах, описанных в настоящей диссертации, признаков возбуждения поверхностных волн не наблюдалось.

В случаях дактов с большим перепадом концентрации относительно фонового значения ($P' < P_{c0}$ либо $P'_c > P_0$), при V – образной поверхности волновых векторов или в сильном магнитном поле ($f_{ce} > f_p$) возможна реализация других сценариев волноводного каналирования, которые в настоящей диссертации не рассматриваются [50–52].

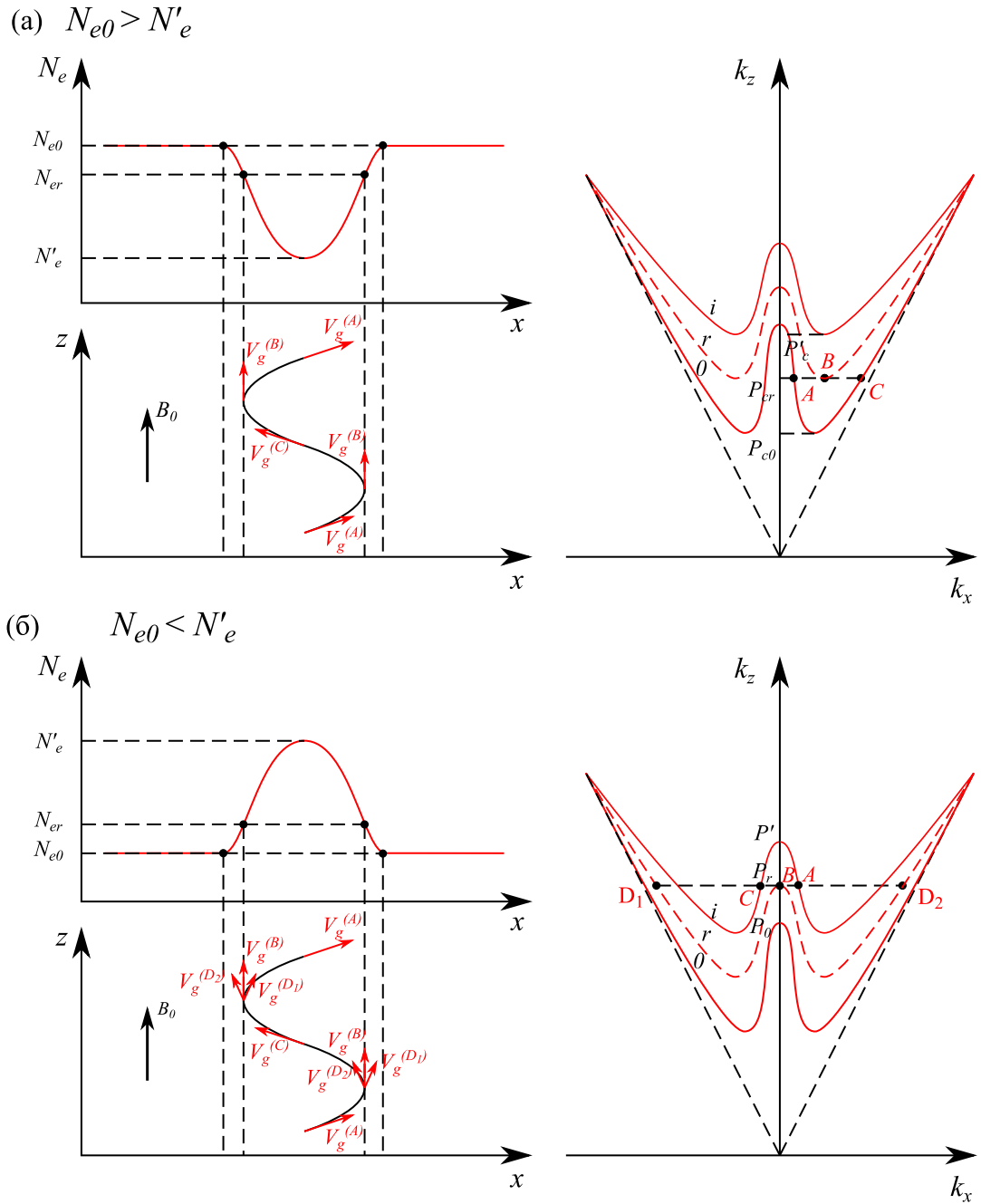


Рис. 1.2: Качественная картина волноводного распространения низкочастотных свистовых волн ($f < f_{ce}/2$) вдоль дактов плотности с пониженной (а) и повышенной (б) концентрацией плазмы. Верхняя левая панель – профиль концентрации, левая нижняя панель – лучевая траектория, правая панель – поверхность волновых векторов. Индексами «0», «r» и «'» отмечены величины, относящиеся к фоновой плазме, плазме в точке отражения и в центре дакта, соответственно. \mathbf{v}_g – вектор групповой скорости, верхний индекс отмечает точки на поверхности волновых векторов, которым соответствует вектор скорости.

1.2 Описание экспериментальной установки

Лабораторное моделирование сегодня признается достаточно перспективным подходом к изучению космической плазмы. Лабораторные эксперименты позволяют проводить исследования в хорошо контролируемых условиях в режиме многократных повторений с использованием широкого арсенала проверенных средств диагностики плазмы. Теоретическое обоснование переносимости результатов лабораторных экспериментов на космические условия основывается на законах подобия [47].

Лабораторное моделирование распространения волн в космической плазме является одной из самых трудных задач и сопряжено с необходимостью выполнения особых требований к экспериментальным установкам. Во-первых, для имитации космических условий требуется обеспечить однородность плазмы внутри достаточно большого объема. Во-вторых, необходимо свести к минимуму влияние отражений волн от стенок вакуумной камеры на протекание исследуемых процессов. В-третьих, желательно обеспечить измерения электромагнитных полей в плазме с разрешением, превышающим длину волны. Указанные требования приводят к необходимости создания специальных крупномасштабных плазменных стендов, позволяющих создавать спокойную, низкотемпературную, квазиоднородную плазму с размерами порядка 1 м и более по всем измерениям. В мире существует ограниченное число установок с подобными характеристиками; одной из крупнейших является стенд «Крот».

1.2.1 Крупномасштабный плазменный стенд «Крот»

Экспериментальные исследования, описанные в данной диссертации, были выполнены на стенде «Крот». Основой стенда является вакуумная камера общим объемом 170 м^3 (рис. 1.3). Внутри рабочей секции камеры длиной 10 м и диаметром 3 м установлен соленоид, используемый для создания магнитного поля, индукторы, используемые для зажигания ВЧ разряда, антенны и диагностики, с помощью которых осуществляется воздействие на плазму и измеряются ее параметры. Большие размеры плазменного столба установки позволяют проводить исследования в приближении «безграничной плазмы», т.е. практически исключить влияние стенок камеры и градиентов параметров плазмы на исследуемые процессы.

Четырехступенчатая система вакуумной откачки обеспечивает давление остаточных газов в камере на уровне 10^{-6} торр. Откачка камеры с атмосферного давления до $p = 10$ торр осуществляется с помощью водокольцевого насоса. Вакуум уровня $p = 5 \cdot 10^{-2}$ торр получается с помощью откачного поста на основе насоса Рутса и пластинчато-роторных насосов. Три диффузионных паромасляных насоса способны обеспечить вакуум до 10^{-5} торр. Вакуум уровня 10^{-6} торр достигается при включении геттерного дугового насоса с титановым катодом. Измерение давления осуществляется с помощью комбинированных манометрических

ламп. Для непрерывного напуска рабочего газа, аргона или гелия, используется управляемый клапан.

Создание плазмы осуществляется путем индукционного ВЧ разряда при давлении рабочего газа $2 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$ торр. Высокое отношение давления рабочего газа к давлению остаточных газов обеспечивает хорошую повторяемость экспериментов. Принципиальная схема ВЧ генераторов, используемых для создания плазмы, приведена на рис. 1.4; обычно используется два генератора. Частота сигнала, подводимого к индукторам, составляет 5 МГц, длительность импульса – порядка 1 мс, мощность каждого из генераторов – до 1 МВт. Длительность плазмосоздающего импульса определяется временем заполнения плазмой рабочей секции камеры, которое происходит со звуковой скоростью вдоль силовых линий внешнего магнитного поля. На стенде «Крот» применяется система из двух пар индукторов, в которых диаметр одного примерно в 2 раза меньше диаметра другого, что обеспечивает относительно однородную по сечению ионизацию. ВЧ генераторы способны обеспечить создание плазмы с концентрацией до 10^{13} см^{-3} и температурой до 10 эВ на момент окончания ионизирующего импульса. Специальные меры в виде тонкой подстройки согласования (осуществляется с помощью конденсаторов переменной ёмкости, включаемых параллельно индукторам), регулировка связи ВЧ генератора с индукторами и контроля давления рабочего газа позволяют стабилизировать значение концентрации плазмы от одного импульса к другому на уровне лучше 1%. После окончания ионизирующего импульса плазма распадается с характерным временем в несколько миллисекунд.

Схема генератора импульсного магнитного поля (ГИМП) приводится на рис. 1.5. Для создания магнитного поля через соленоид, установленный внутри камеры, пропускается сильноточный импульс, формируемый при разряде батареи конденсаторов емкостью $\simeq 0.17 \text{ Ф}$ через тиристорно-диодный коммутатор. Обратные диоды обеспечивают затягивание заднего фронта импульса, и защищают конденсаторы от перезарядки. Длительность импульса магнитного поля достигает 100 мс, что значительно превышает характерное время распада плазмы. Намотка соленоида обеспечивает пробочную конфигурацию магнитного поля с пробочным отношением $R \simeq 2.3$. Длина и диаметр участка однородного поля составляют около 1 м. Максимальная индукция поля внутри однородного участка составляет 450 Гс при напряжении на батарее конденсаторов 1 кВ.

Установка работает в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения 1 раз в 20 секунд. Измерения, как правило, проводятся в спокойной распадающейся плазме после выключения плазмосоздающих генераторов. Высокая воспроизводимость параметров плазмы от «выстрела» к «выстрелу» позволяет проводить подробные измерения в режиме многократных повторений. Временная диаграмма работы стенда представлена на рис. 1.6. В начале выдается команда на отключение зарядного устройства от батареи конденсаторов, фор-

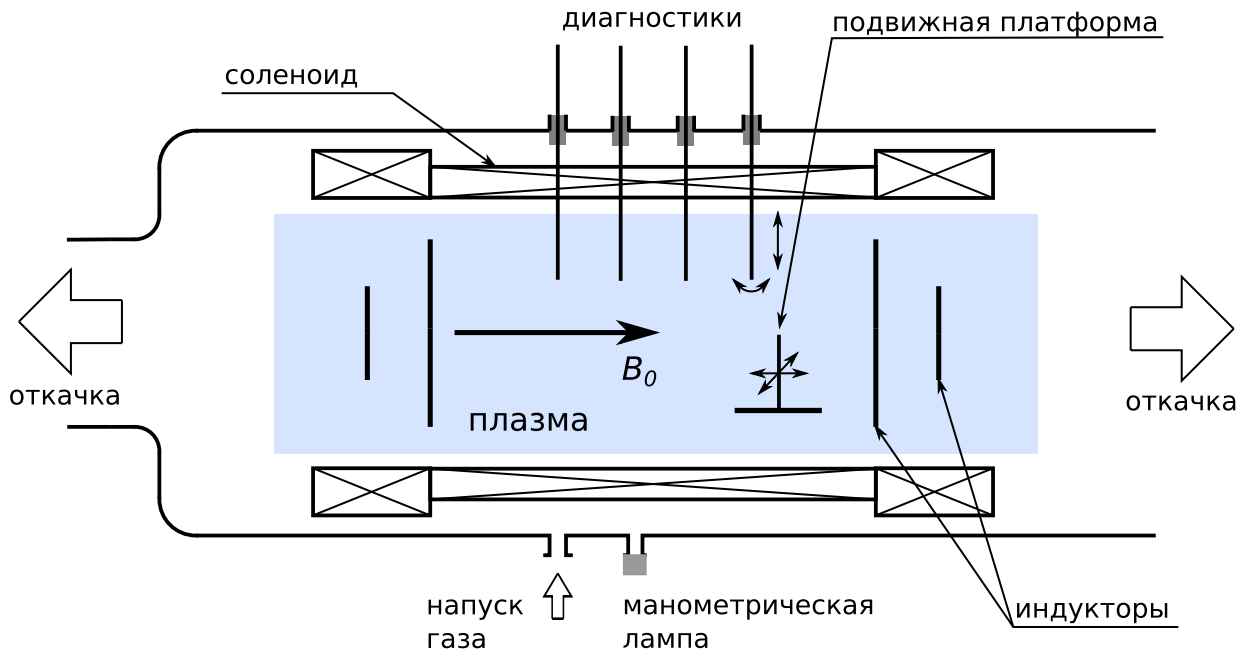


Рис. 1.3: Схема плазменной камеры стенда «Крот».

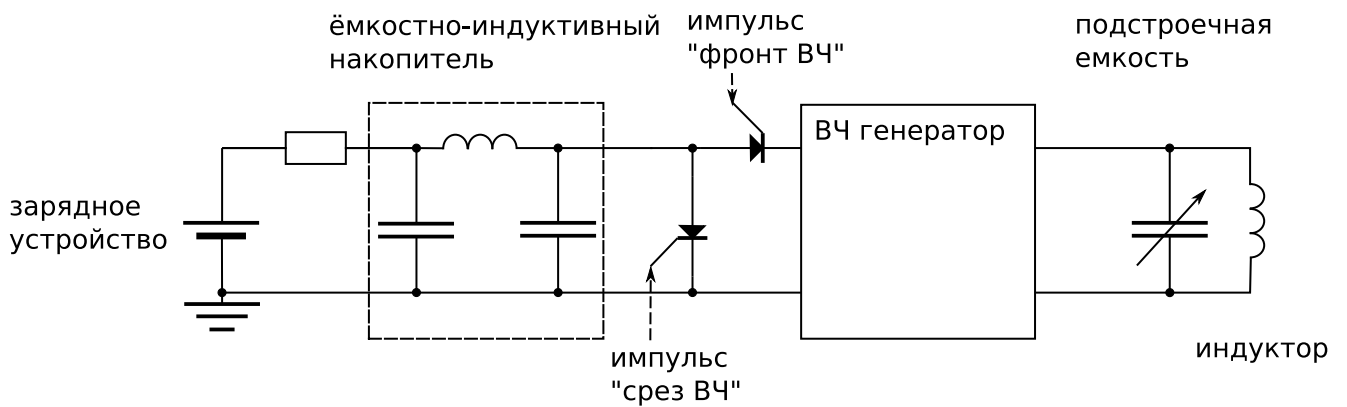


Рис. 1.4: Принципиальная схема плазмозадающего ВЧ генератора.

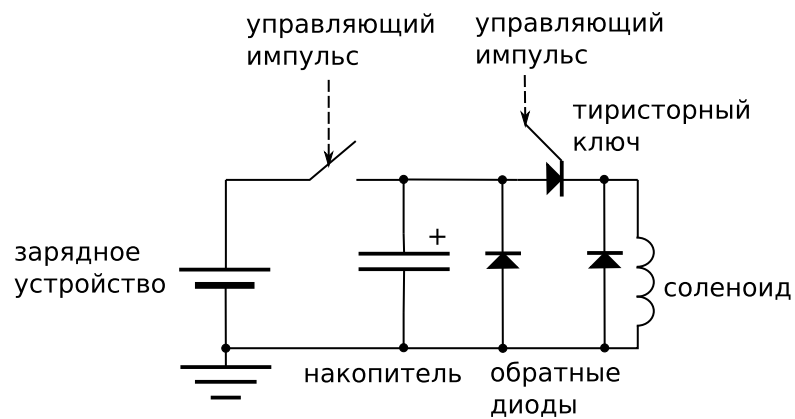


Рис. 1.5: Принципиальная схема генератора импульсного магнитного поля.

мирующих импульс магнитного поля. Затем происходит коммутация батареи на соленоид через тиристорный ключ. Спустя 12 мс магнитное поле достигает максимального значения, в этот момент включается плазмосоздающий генератор. Затем, спустя установленное время, происходит запуск регистрирующей аппаратуры. Задержка запуска позволяет выбрать концентрацию распадающейся плазмы, при которой будут производиться измерения.

Структура системы синхронизации приведена на рис. 1.7. Первичным источником импульсов синхронизации является блок, совмещенный с блоком управления зарядным устройством ГИМП. Формируемые им сигналы усиливаются и размножаются с помощью генераторов задержанных импульсов ГЗИ-6. Задержки и стробы запуска измерительной аппаратуры также формируются с помощью генераторов импульсов Г5-63, Г5-56, И1-8, применяемых в зависимости от необходимых длительностей и точностей синхронизации.

Длина плазменного столба при разряде во внешнем магнитном поле составляет 4 м, полный диаметр плазмы – 1.5 м, диаметр однородной части (по уровню 50% от максимального значения) – до 1 м. Установление плавного профиля распадающейся плазмы происходит за счет процессов диффузии. Характерное время установления плавного профиля определяется индукцией наложенного на плазму магнитного поля и сортом рабочего газа; время распада плазмы варьирует в пределах 1 – 4 мс. Характерное время остывания электронной компоненты в аргоне составляет около 1 мс, за это время температура электронов снижается до температуры ионов, 0.3 – 0.5 эВ, после чего остается практически неизменной в течение распада (рис. 1.8).

Диагностический комплекс стенда «Крот» включает в себя разнообразные антенны и зонды. Диагностики расположены на штангах, вводимых в камеру через вакуумные уплотнения, которые обеспечивают возможность их перемещения по радиусу и вращения, либо на подвижной двухкоординатной платформе. Описание основных диагностик дается ниже. Сигналы регистрируются с помощью цифровых осциллографов TDS3032B и MDO4054-3, обработка производится с помощью математического программного обеспечения.

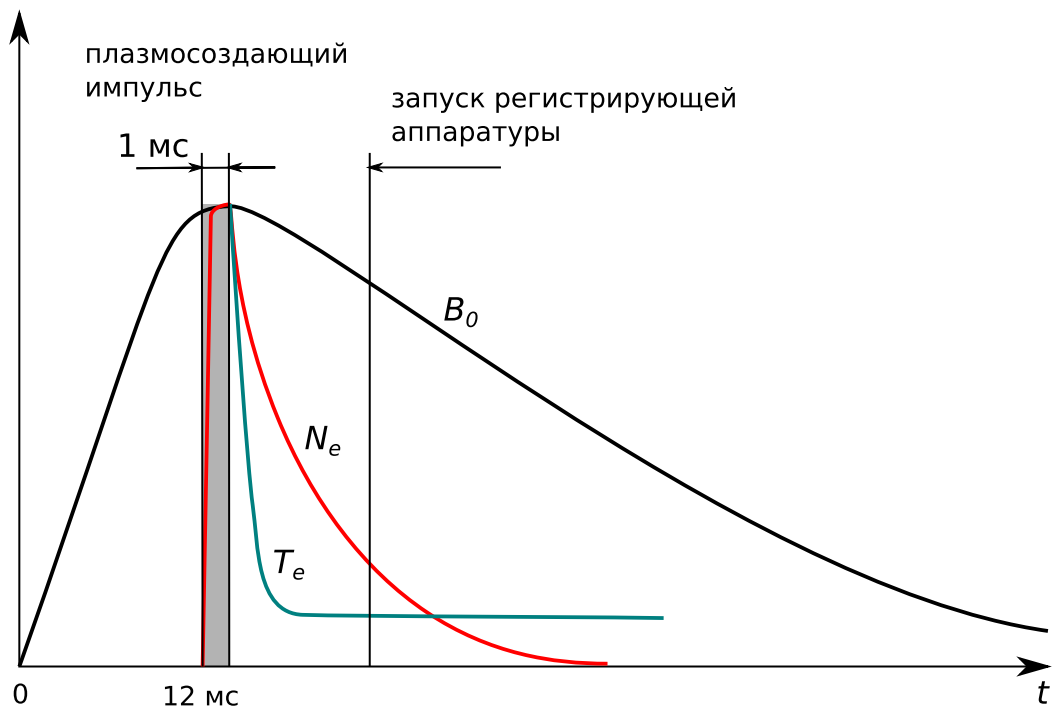


Рис. 1.6: Временная диаграмма работы стенда «Крот».

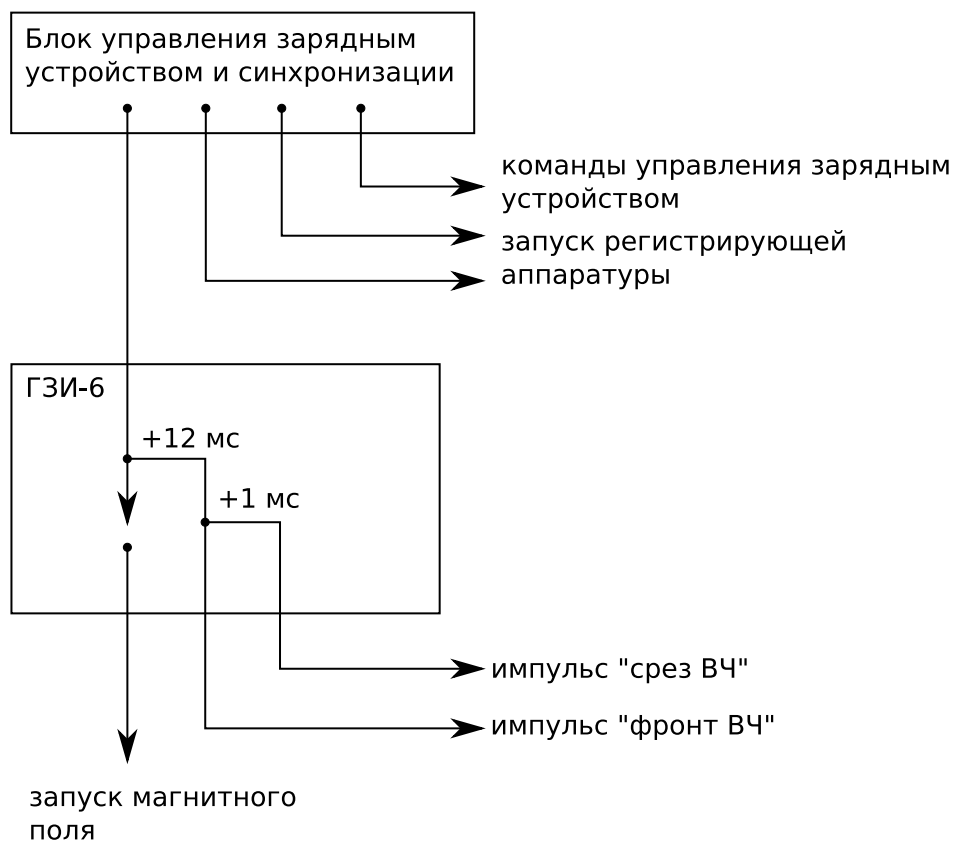


Рис. 1.7: Схема синхронизации оборудования стенда «Крот».

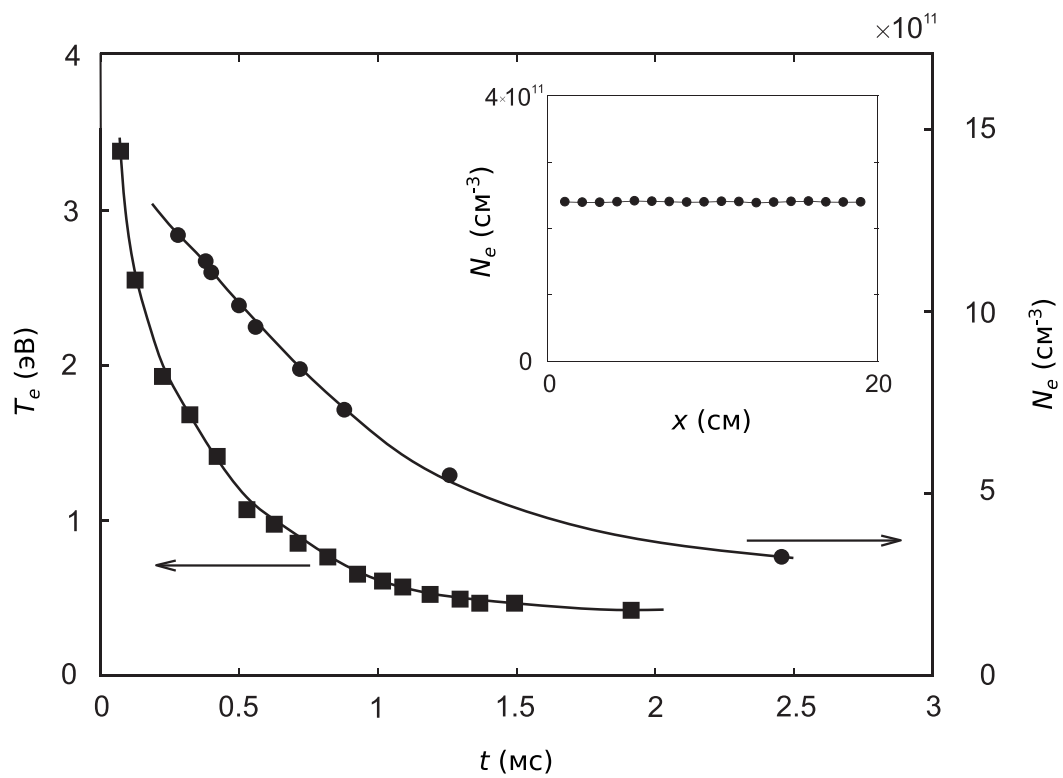


Рис. 1.8: Изменение температуры электронов (квадратные маркеры) и концентрации (круглые маркеры) в процессе распада плазмы. На врезке – поперечный профиль концентрации плазмы в центре камеры. Рабочий газ – гелий при давлении $\sim 10^{-3}$ торр, индукция магнитного поля $B_0 = 185$ Гс.

1.2.2 Рамочные антенны для регистрации переменных магнитных полей

В экспериментах по взаимодействию электромагнитного излучения с плазмой для регистрации переменных магнитных полей применялись одно- и многovitковые экранированные рамочные антенны (рис. 1.9 а), изолированные от плазмы слоем диэлектрика. Использование экранировки позволяет решить две задачи: снизить чувствительность к электрическим полям и обеспечить переход на несимметричные коаксиальные линии, используемые для передачи сигналов.

Эквивалентная схема магнитной антенны приведена на рис. 1.9 б. На схеме используются следующие обозначения: \mathcal{E} – ЭДС индукции, наводимой в антенне, L – индуктивность антенны, I – ток, U – напряжение. Фидер – коаксиальный кабель, волновое сопротивление которого (ρ) согласовано с нагрузочным сопротивлением регистрирующей аппаратуры ($z_L = \rho$). В этом случае фидер не искажает принимаемые сигналы, и лишь вносит в измерения групповую задержку.

ЭДС, наводимая в рамочной антенне переменным магнитным полем, определяется выражением

$$\mathcal{E} = -\mathcal{N}S \frac{\partial B_n}{\partial t}, \quad (1.12)$$

где B_n – проекция магнитного поля на нормаль к плоскости антенны, \mathcal{N} , S – количество витков и площадь антенны, соответственно. Связь ЭДС индукции с регистрируемым сигналом $U(t)$ определяется уравнением

$$U(t) = \mathcal{E}(t) - \tau \frac{dU(t)}{dt}, \quad (1.13)$$

где величина $\tau = L/z_L$ имеет смысл постоянной времени антенны.

Размер антенны определяется необходимым пространственным разрешением, выбор числа витков \mathcal{N} диктуется полосой частот принимаемого сигнала. Увеличение числа витков приводит, с одной стороны, к увеличению ЭДС $\mathcal{E} \propto \mathcal{N}$, с другой стороны – к увеличению индуктивного импеданса антенны $Z_a = 2\pi i f L \propto \mathcal{N}^2$, а значит к снижению чувствительности антенны в области высоких частот. Максимально чувствительной к сигналу на частоте f оказывается антенна с $\tau f \sim 2\pi$. На практике количество витков антенны \mathcal{N} подбирается с учетом максимальной частоты принимаемых сигналов f_{max} ,

$$2\pi f_{max} < \frac{z_L}{L} \quad (1.14)$$

В этом случае, в соответствии с (1.12) и (1.13), амплитуда магнитного поля с частотой f может быть рассчитана исходя из амплитуды регистрируемого напряжения согласно следующей формуле:

$$B_n[\text{мГс}] = 10^5 \frac{U[\text{В}]}{2\pi f[\text{МГц}]S[\text{см}^2]\mathcal{N}} \quad (1.15)$$

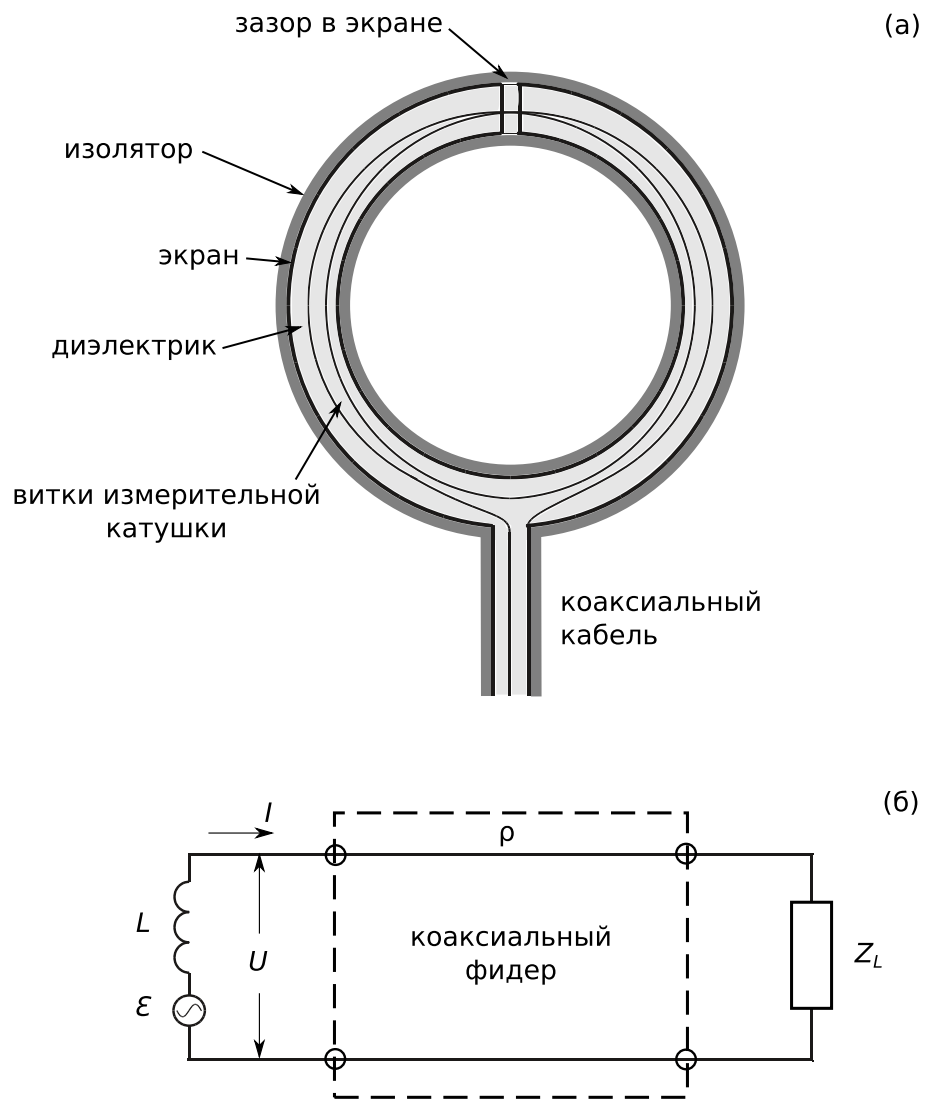


Рис. 1.9: (а) Экранированная рамочная антенна, (б) эквивалентная схема рамочной антенны, включенной в измерительную цепь.

Погрешность измерения амплитуд спектральных составляющих сигнала ΔA с центральной частотой f при таком подходе определяется шириной полосы сигнала Δf :

$$\frac{\Delta A}{A} \leq \frac{\Delta f}{2f} \quad (1.16)$$

Так, для сигнала на частоте 40 МГц с полосой модуляции 2 МГц (типичные условия для эксперимента, описанного в главе 2), погрешность определения амплитуды составляет не более 0.2 дБ.

В ходе экспериментов, описанных в диссертации, использовались одно- и шестивитковые рамочные антенны диаметром около 2 см, с граничными частотами $f_{max} \sim 200$ МГц и 6 МГц, соответственно. Калибровки шестивитковых рамочных антенн выполнялись с помощью колец Гельмгольца. Специальная калибровка одновитковых рамочных антенн не проводилась, поскольку во всех случаях частоты принимаемых сигналов были значительно ниже 200 МГц, и выражение (1.15) было заведомо применимо.

1.2.3 Зонд с СВЧ резонатором на четвертьволновом отрезке двухпроводной линии

Зонд с СВЧ резонатором на четвертьволновом отрезке двухпроводной линии был предложен в работе [57]. СВЧ резонатор представляет собой отрезок двухпроводной линии, замкнутый с одного конца и открытый с другого (рис. 1.10). Частота основной ТЕМ-моды резонатора равна

$$f_0 = \frac{c}{4L\sqrt{\varepsilon}}, \quad (1.17)$$

где c – скорость света, L – длина резонатора, ε – диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей резонатор. Распределение поля в резонаторе соответствует половине стоячей волны; длина резонатора оказывается равной четверти длины волны на минимальной резонансной частоте. Возбуждение резонатора осуществляется с помощью петли магнитной связи, располагаемой около замкнутого конца. Для измерения амплитуды колебаний в резонаторе используется вторая петля связи, через которую часть энергии отводится к детектору.

Если зонд помещен в плазму, то из выражения для диэлектрической проницаемости плазмы

$$\varepsilon = 1 - \frac{f_p^2}{f^2}, \quad (1.18)$$

где f – частота сигнала, из формулы (1.17) можно получить следующее условие на резонансную частоту зонда:

$$f_{res}^2 = f_0^2 + f_p^2 \quad (1.19)$$

Таким образом, резонансная частота зонда в плазме является функцией концентрации плазмы.

Обычно в экспериментах с распадающейся плазмой частота сигнала, подводимого к зонду, фиксируется, при этом для выбранной частоты регистрируется момент наступления резонанса. Осциллограмма огибающей сигнала в этом случае имеет колоколообразный вид; далее она просто называется «резонансной кривой». Путем перестройки частоты генератора между «выстрелами» установки по положениям максимума резонансной кривой можно восстановить зависимость концентрации плазмы от времени. В экспериментах, описанных в диссертации, был использован СВЧ зонд с резонансной частотой $f \simeq 8$ ГГц, добротность которого $Q \simeq 75$.

Внешнее магнитное поле может оказывать влияние на значение резонансной частоты зонда в плазме и искажать результаты измерений. Однако, поскольку в описываемых экспериментах резонансная частота зонда в вакууме всегда значительно превышала электронную циклотронную частоту ($f_{res} > f_0 \gg f_{ce}$ МГц), влияние магнитного поля на результаты измерений было пренебрежимо мало.

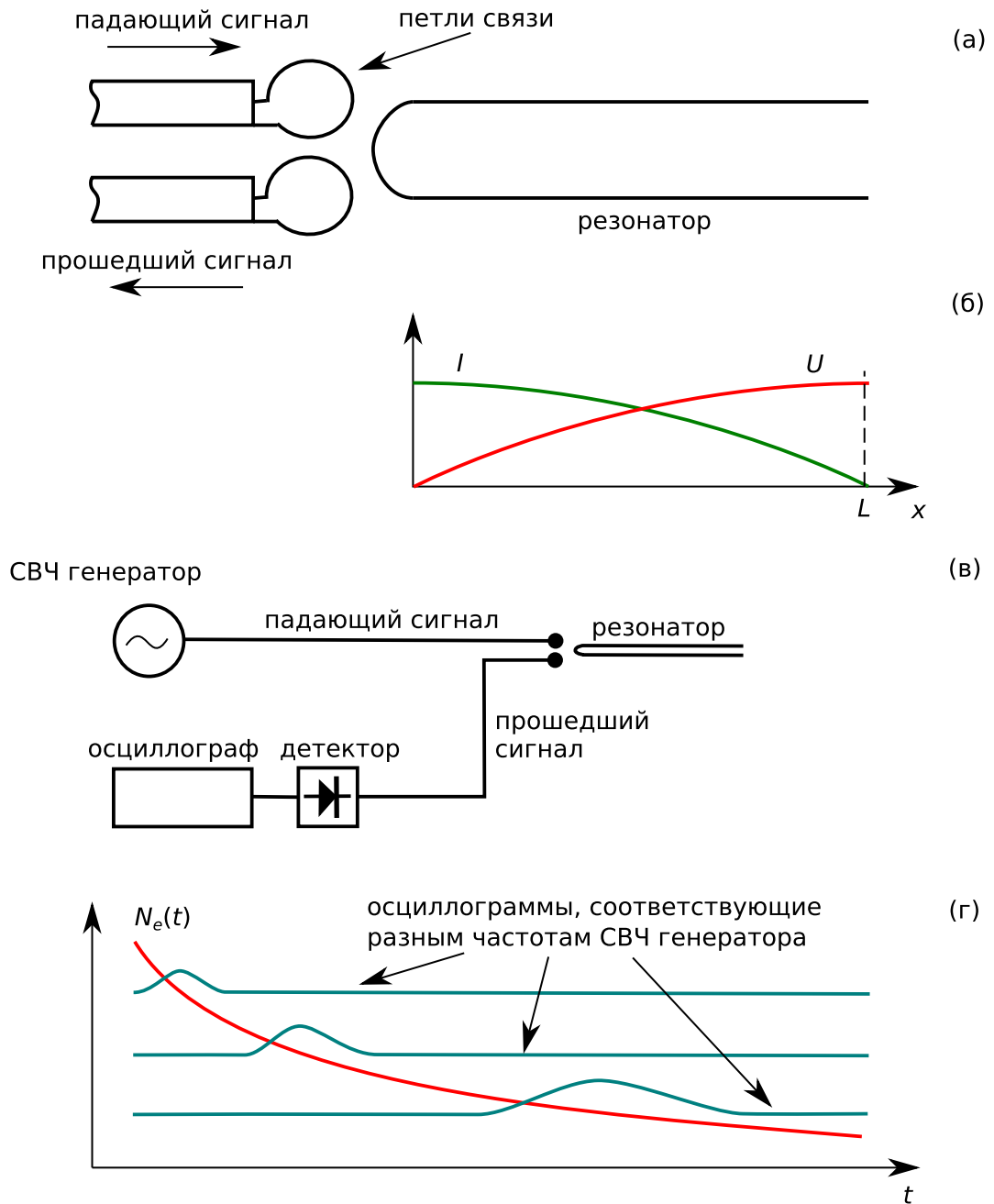


Рис. 1.10: (а) Схематическое изображение зонда с СВЧ резонатором на четвертьволновом отрезке двухпроводной линии с петлями связи; (б) профили напряжения и тока основной моды СВЧ резонатора; (в) схема включения зонда; (г) красная кривая – зависимость концентрации распадающейся плазмы от времени, зеленые кривые – осциллограммы огибающей отклика резонатора, соответствующие различным значениям частоты СВЧ генератора.

СВЧ зонд также может быть использован для регистрации нестационарных возмущений концентрации плазмы, длительность которых значительно меньше длительности резонансного отклика зонда в распадающейся плазме. Для этого необходимо, чтобы временной интервал возбуждения возмущений концентрации соответствовал склону резонансной кривой (рис. 1.11 а,б). В этом случае, согласно [58], можно восстановить временной ход изменения концентрации, используя выражение, связывающее текущее усредненное значение концентрации плазмы на склоне резонансной кривой и амплитуду вариаций огибающей поля внутри резонатора.

В диссертационном исследовании для регистрации квазипериодических вариаций плотности, обусловленных воздействием на плазму высокочастотной накачки с модулированной амплитудой, данный подход использовался в модифицированной форме. Периодические возмущения концентрации проявляются на резонансной кривой в виде характерных пульсаций сигнала (рис. 1.11 в). Если для анализа выбираются участки резонансной кривой с наибольшей крутизной $d\langle P \rangle / dt$ (здесь P – мощность сигнала, прошедшего через резонатор, скобки означают усреднение по осцилляциям сигнала), то зная среднюю скорость изменения концентрации плазмы в точке измерения, $d\langle N_e \rangle / dt$, можно связать амплитуду возмущений концентрации δN_e с амплитудой пульсаций δP следующим образом:

$$\delta N_e = \delta P \left| \frac{d\langle N_e \rangle / dt}{d\langle P \rangle / dt} \right| \quad (1.20)$$

Действительно, мощность, проходящая через резонатор, является функцией концентрации в точке измерения, откуда следует, что:

$$\delta P \simeq \delta N_e \left| \frac{\partial P}{\partial N_e} \right|_{N_e=\langle N_e \rangle} \quad (1.21)$$

Частную производную $(\partial P / \partial N_e)_{N_e=\langle N_e \rangle}$ можно приближенно рассчитать, используя среднюю скорость изменения концентрации и крутизну сглаженной резонансной кривой в момент измерения:

$$\frac{\partial P}{\partial N_e} \simeq \frac{d\langle N_e \rangle / dt}{d\langle P \rangle / dt} \quad (1.22)$$

Таким образом, из выражений (1.22) и (1.21) следует (1.20).

Значение минимальной регистрируемой амплитуды колебаний плотности в этом случае определяются характеристиками измерительной аппаратуры: фазовыми шумами СВЧ генератора, полосой приема и уровнем шумов.

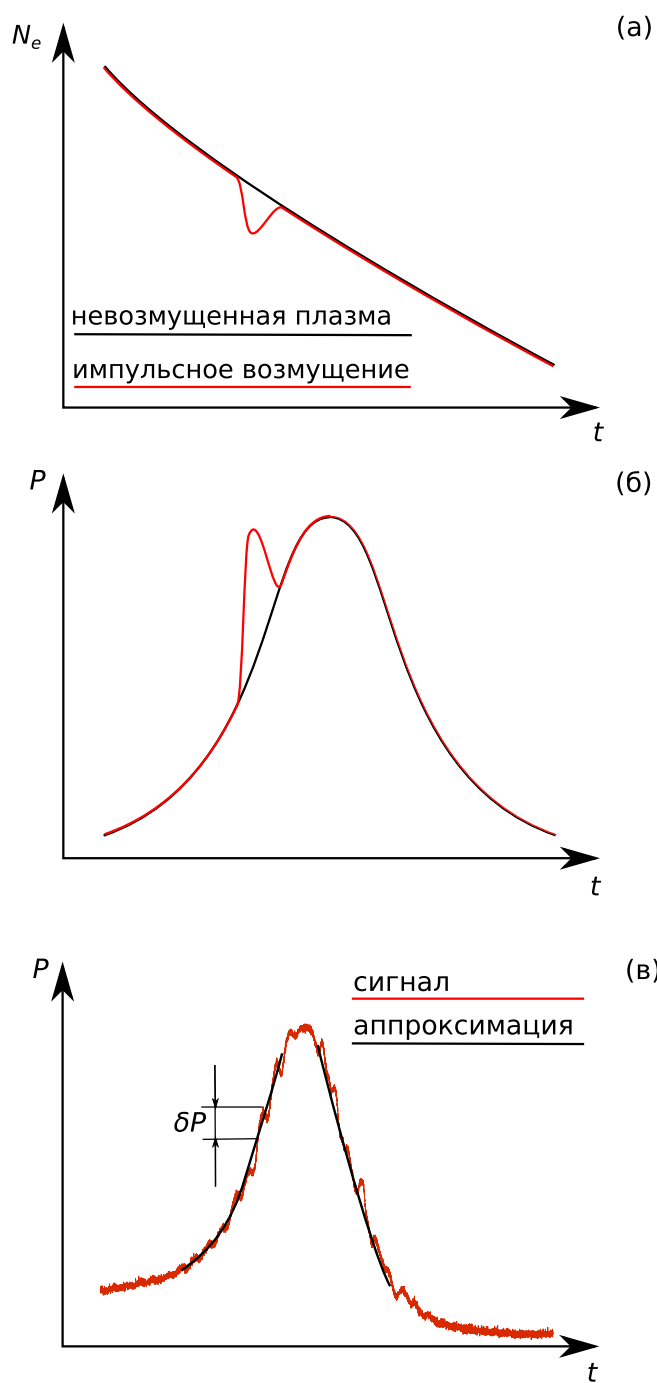


Рис. 1.11: (а) Изменение концентрации распадающейся плазмы без возмущений плотности и при наличии импульсного возмущения; (б) резонансные кривые СВЧ зонда без возмущения плазмы (черная кривая) и при наличии импульсного возмущения плотности (красная кривая); (в) резонансная кривая при наличии периодических возмущений концентрации плазмы; черная кривая – сглаженный отклик зонда на склоне резонансной кривой, необходимый для восстановления абсолютных значений возмущений плотности.

1.3 Численная модель распространения свистовых волн в магнитоактивной плазме и реализующая ее разностная схема

Для моделирования распространения свистовых волн в магнитоактивной плазме применяются различные подходы. Наиболее простым подходом, обеспечивающим во многих случаях корректное качественное и количественное описание, является приближение геометрической оптики [54; 59]. Продуктивность данного подхода снижается, если масштабы неоднородности плазмы становятся сравнимыми с длиной волны излучения. В этом случае упростить уравнения не удастся и придется решать электродинамическую задачу в неоднородной плазме с большей или меньшей степенью точности.

В ряде случаев задача об излучении источников заданной конфигурации в однородной плазме, либо в плазме с некоторыми модельными формами неоднородностей может быть решена строго аналитически [55; 60; 61]. Результатами аналитического рассмотрения являются интегральные выражения, описывающие компоненты электромагнитного поля излучения, вычисление которых может выполняться численно либо с помощью приближенных аналитических методов.

Для описания волноводных свойств достаточно широких дактов с плавным поперечным профилем может быть применено ВКБ приближение [27; 48; 49]. Достаточно продуктивным подходом к моделированию распространения волн в волноводе «Земля-ионосфера» и их выхода в магнитосферу является использование плоскостоего приближения, для реализации которого может быть предложена устойчивая численная схема [62; 63]. Недостатком данного подхода является невозможность учета неоднородности ионосферной плазмы в направлении вдоль поверхности Земли.

Широкое распространение для описания распространения электромагнитных волн, в том числе в неоднородной плазме, получили различные сеточные методы, в частности – метод конечных разностей во временной области (FDTD). Суть метода FDTD заключается в построении явной разностной схемы на основе системы уравнений Максвелла [64]. В рамках данного метода существует несколько подходов для учета поляризационных свойств среды [65]. В случае распространения волн в плазме наиболее целесообразным является включение в состав модели уравнений, описывающих поляризационный отклик плазмы в явном виде. В качестве примера реализации данного подхода можно привести работы [66; 67].

При описании распространения низкочастотных волн в ионосферной плазме может применяться приближение электронной магнитной гидродинамики [54; 68], позволяющее строить более эффективные численные схемы, чем оригинальный FDTD [69]. Однако применение данного приближения требует выполнения достаточно сильных условий на соотношения между параметрами плазмы и частотами волн, что не всегда удобно.

В рамках диссертационного исследования решались задачи распространения свистовых волн в присутствии систем неоднородностей концентрации с нерегулярным профилем в широком диапазоне параметров ионосферной и лабораторной плазмы. В качестве метода моделирования был выбран метод FDTD. Специфика постановки задачи (ее оригинальность, отсутствие априорных представлений об эффектах, которые возникнут в ходе моделирования, широкий диапазон параметров численных экспериментов и т.д.) требовала от реализации метода, с одной стороны, возможности адаптации к условиям моделирования, а с другой стороны – предоставления возможности управления ключевыми параметрами моделирования, контроля процесса расчета и его результатов. Для решения возникших задач был создан оригинальный комплекс программ и утилит, обеспечивающий подготовку исходных данных, выполнения расчета и анализа его результатов. Ключевой программный компонент, реализующий метод FDTD, был написана на языке C++ с использованием библиотеки параллельных вычислений. Остальные утилиты и служебные процедуры были реализованы на языке Python.

1.3.1 Модель

Распространение свистовых волн малой амплитуды в магнитоактивной плазме может быть описано системой уравнений Максвелла, дополненной линеаризованным уравнением для электронного тока поляризации [54]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} &= -c \cdot \text{rot} \mathbf{E} \\ \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} &= c \cdot \text{rot} \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{j} - 4\pi \mathbf{j}_{ext} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu \right) \mathbf{j} &= \frac{e^2 N_e}{m_e} \mathbf{E} - \frac{e}{m_e c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0], \end{aligned} \quad (1.23)$$

где \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{j} – векторы напряженности электрического поля, магнитной индукции и плотности тока поляризации свистовой волны, соответственно; N_e , ν – концентрация плазмы и эффективная частота столкновений электронов, соответственно; \mathbf{B}_0 – индукция внешнего магнитного поля, \mathbf{j}_{ext} – плотность внешних токов. Уравнения (1.23) корректно описывают распространение волн в стационарной магнитоактивной плазме на частотах, превышающих частоту нижнегибридного резонанса f_{lh} , в случаях, когда влиянием излучения на среду и кинетическими эффектами можно пренебречь.

Модель, используемая в численных экспериментах, основана на системе уравнений (1.23). Величины \mathbf{E} , \mathbf{B} и \mathbf{j} подлежат расчету. Пространственные распределения N_e и ν считаются параметрами модели, не зависящими от времени. Внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 считается однородным во всем пространстве, значение его индукции также является параметром модели, не зависящим от времени. Источники свистовых волн задаются в расчетной области

посредством токов \mathbf{j}_{ext} .

Используемая модель является двумерной. Расчеты ведутся в декартовой системе координат, ось z которой направлена вдоль внешнего магнитного поля. Все величины, входящие в модель, могут зависеть только от координат x и z , а также от времени t . В рамках модели считается, что до начального момента времени t_0 все компоненты волнового поля, токи поляризации и внешние токи равны нулю.

Модель описывает распространение волн в безграничном пространстве, однако поскольку при ее реализации используются разностные методы, для ограничения размеров пространственной сетки приходится вводить граничные условия. Для упрощения расчетов используются границы в виде идеального проводника, ориентированные параллельно либо перпендикулярно внешнему магнитному полю:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\tau|_{\mathcal{D}} &= 0 \\ B_n|_{\mathcal{D}} &= 0, \end{aligned} \quad (1.24)$$

где индексами n и τ обозначаются нормальные и тангенциальные компоненты к границе \mathcal{D} . Сама граница задается как поверхность, ограничивающая объем

$$\begin{aligned} x_a \leq x \leq x_b \\ z_a \leq z \leq z_b \end{aligned} \quad (1.25)$$

Координаты границ $z_{a,b}$, $x_{a,b}$ также являются параметрами моделирования. Для того, чтобы исключить влияние границ на результаты моделирования, используются поглощающие слои.

1.3.2 Пространственно-временная сетка и система разностных уравнений

Система уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} &= -c \cdot \text{rot} \mathbf{E} \\ \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} &= c \cdot \text{rot} \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{j}_{ext}, \end{aligned} \quad (1.26)$$

в которой вектора \mathbf{E} и \mathbf{B} подлежат определению, а плотность внешнего тока \mathbf{j}_{ext} считается заданной, допускает построение явной разностной схемы второго порядка, что означает, что первые производные в уравнениях аппроксимируются разностными выражениями типа

$$\frac{du}{dt}(t) = \frac{u(t + \Delta t/2) - u(t - \Delta t/2)}{\Delta t} + O(\Delta t^2), \quad (1.27)$$

где u – некоторая непрерывно дифференцируемая функция, Δt – шаг сетки. Схема называется явной в том смысле, что каждая из величин, рассчитываемая на шаге номер n , в явном виде выражается через величины, рассчитанные на предыдущем шаге ($n - 1$).

В двумерном случае, когда все величины зависят только от двух пространственных координат (x, z) и времени t , система уравнений (1.26) разделяется на две независимые системы, описывающие распространение ТМ и ТЕ волн. ТМ волны описываются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned}\frac{\partial B_y}{\partial t} &= c \frac{\partial E_z}{\partial x} - c \frac{\partial E_x}{\partial z} \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} &= -c \frac{\partial B_y}{\partial z} - 4\pi j_{ext,x} \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= c \frac{\partial B_y}{\partial x} - 4\pi j_{ext,z}\end{aligned}\quad (1.28)$$

Система уравнений для ТЕ волн имеет вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_y}{\partial t} &= -c \frac{\partial B_z}{\partial x} + c \frac{\partial B_x}{\partial z} - 4\pi j_{ext,y} \\ \frac{\partial B_x}{\partial t} &= c \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial B_z}{\partial t} &= -c \frac{\partial E_y}{\partial x}\end{aligned}\quad (1.29)$$

Уравнения, описывающие ТМ волны, разделяются на две группы. В первую группу входит одно уравнение, связывающее производную по времени от B_y с производными от E_z и E_x по пространственным координатам. Второе и третье уравнения системы (1.28) образуют вторую группу, в которой производные по времени от E_z и E_x связываются с производными B_y по пространственным координатам. Указанное разделение дает способ построения разностной схемы. Пусть величина B_y рассчитывается в моменты времени $t_n = t_0 + n \cdot \Delta t$, а величины E_z и E_x – в моменты $t'_n = t_0 + (n + 1/2) \cdot \Delta t$. Величина t_0 определяет смещение временной сетки относительно нулевого момента времени, Δt – шаг временной сетки. Тогда в рамках приближения (1.27) можно выразить компоненты полей следующим образом:

$$\begin{aligned}B_y(t, x, z) &= B_y(t - \Delta t, x, z) \\ &+ \left(c \frac{\partial E_z}{\partial x}(t - \Delta t/2, x, z) - c \frac{\partial E_x}{\partial z}(t - \Delta t/2, x, z) \right) \Delta t \\ E_x(t + \Delta t/2, x, z) &= E_x(t - \Delta t/2, x, z) - \left(c \frac{\partial B_y}{\partial z}(t, x, z) - 4\pi j_x(t, x, z) \right) \Delta t \\ E_z(t + \Delta t/2, x, z) &= E_z(t - \Delta t/2, x, z) + \left(c \frac{\partial B_y}{\partial x}(t, x, z) - 4\pi j_z(t, x, z) \right) \Delta t,\end{aligned}\quad (1.30)$$

Операции дифференцирования по пространственным координатам также аппроксимируются конечными разностями с точностью до членов второго порядка. Соответствующая пространственно-временная сетка приведена на рис. 1.12а. Система разностных уравнений,

аппроксимирующая исходную систему (1.28), имеет вид

$$\begin{aligned}
(B_y)_{k,l}^n &= (B_y)_{k,l}^{n-1} \\
&\quad + \frac{c\Delta t}{\Delta x} ((E_z)_{k,l}^{n-1} - (E_z)_{k,l-1}^{n-1}) - \frac{c\Delta t}{\Delta z} ((E_x)_{k,l}^{n-1} - (E_x)_{k-1,l}^{n-1}) \\
(E_x)_{k,l}^n &= (E_x)_{k,l}^{n-1} - \frac{c\Delta t}{\Delta z} ((B_y)_{k+1,l}^n - (B_y)_{k,l}^n) - 4\pi(j_{ext,x})_{k,l}^n \Delta t \\
(E_z)_{k,l}^n &= (E_z)_{k,l}^{n-1} + \frac{c\Delta t}{\Delta x} ((B_y)_{k,l+1}^n - (B_y)_{k,l}^n) - 4\pi(j_{ext,z})_{k,l}^n \Delta t,
\end{aligned} \tag{1.31}$$

где

$$\begin{aligned}
(B_y)_{k,l}^n &= B_y(t_n, x_l, z_k) \\
(E_x)_{k,l}^n &= E_x(t'_n, x_l, z'_k) \\
(j_{ext,x})_{k,l}^n &= j_{ext,x}(t_n, x_l, z'_k) \\
(E_z)_{k,l}^n &= E_z(t'_n, x'_l, z_k) \\
(j_{ext,z})_{k,l}^n &= j_{ext,z}(t_n, x'_l, z_k)
\end{aligned} \tag{1.32}$$

Координаты узлов пространственно-временной сетки записываются с использованием следующих обозначений:

$$\begin{aligned}
t_n &= t_0 + n\Delta t, \quad t'_n = t_0 + (n + 1/2)\Delta t \\
x_l &= x_0 + l\Delta x, \quad x'_l = x_0 + (l + 1/2)\Delta x \\
z_k &= z_0 + k\Delta z, \quad z'_k = z_0 + (k + 1/2)\Delta z
\end{aligned} \tag{1.33}$$

Величины x_0 и z_0 характеризуют смещение сетки относительно начала координат. Шаги пространственной и временной сеток $(\Delta Z, \Delta x, \Delta t)$ должны удовлетворять условию Куранта, обеспечивающему сходимость разностной схемы (1.31) [64, гл. 5.3]:

$$c\Delta t\sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta z^{-2}} < 1 \tag{1.34}$$

Следует подчеркнуть, что разностная схема (1.31) на пространственно-временной сетке (1.32, 1.33) строится в соответствии со следующим принципом: каждое из уравнений системы (1.28) аппроксимируется конечными разностями по пространственным и временным координатам в узлах прямоугольной сетки с точностью до второго порядка малости по шагам сетки.

Разностная схема, описывающая распространение ТЕ волн, строится аналогичным образом:

$$\begin{aligned}
(E_y)_{k,l}^n &= E_y(t_n, x_l, z_k) \\
(j_y)_{k,l}^n &= j_y(t'_n, x_l, z_k) \\
(B_x)_{k,l}^n &= B_x(t'_n, x_l, z'_k) \\
(B_z)_{k,l}^n &= B_z(t'_n, x'_l, z_k)
\end{aligned} \tag{1.35}$$

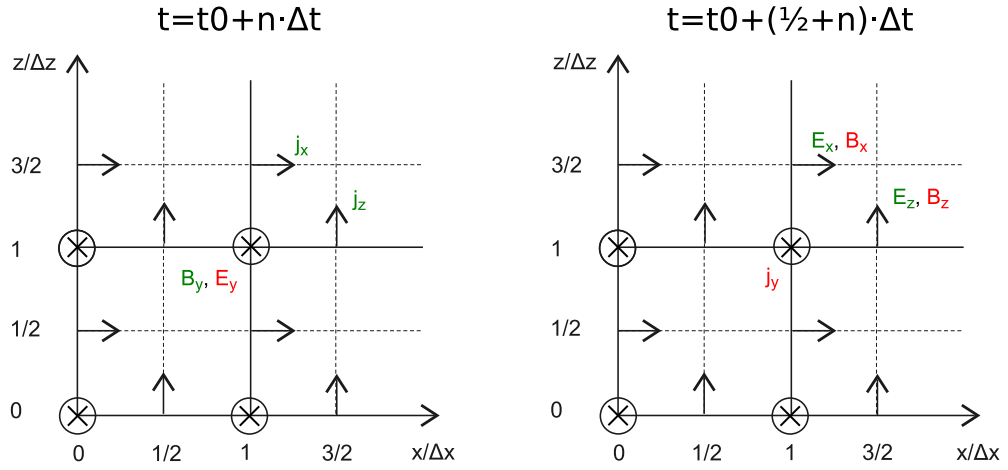


Рис. 1.12: Пространственно-временная сетка, используемая для моделирования распространения ТМ-волн (компоненты отмечены зеленым) и ТЕ-волн (компоненты отмечены красным).

$$\begin{aligned}
(E_y)_{k,l}^n &= (E_y)_{k,l}^{n-1} - 4\pi(j_y)_{k,l}^n \Delta t \\
&\quad - \frac{c\Delta t}{\Delta x} ((B_z)_{k,l}^{n-1} - (B_z)_{k,l-1}^{n-1}) + \frac{c\Delta t}{\Delta z} ((B_x)_{k,l}^{n-1} - (B_x)_{k-1,l}^{n-1}) \\
(B_x)_{k,l}^n &= (B_x)_{k,l}^{n-1} + \frac{c\Delta t}{\Delta z} ((E_y)_{k+1,l}^n - (E_y)_{k,l}^n) \\
(B_z)_{k,l}^n &= (B_z)_{k,l}^{n-1} - \frac{c\Delta t}{\Delta x} ((E_y)_{k,l+1}^n - (E_y)_{k,l}^n)
\end{aligned} \tag{1.36}$$

Структура соответствующей пространственно-временной сетки также приведена на рис. 1.12.

Для того, чтобы учесть поляризацию плазмы в рамках используемой модели, достаточно учесть плотность токов поляризации, выполнив замену $\mathbf{j}_{ext} \rightarrow \mathbf{j}_{ext} + \mathbf{j}$ и добавить к системе (1.26) уравнение

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu \right) \mathbf{j} = \frac{e^2}{m} \mathbf{E} - \frac{e}{mc} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0] \tag{1.37}$$

Расчет компонент плотности тока поляризации целесообразно вести в узлах той же пространственно-временной сетки, которая используется для задания компонент внешнего тока (1.32, 1.35, 1.33). Дифференциальный оператор в правой части уравнения (1.37) может быть аппроксимирован с точностью до второго порядка малости по шагу временной сетки:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu \right) j(t) = \left(\Delta t + \frac{\nu}{2} \right) j \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) - \left(\Delta t - \frac{\nu}{2} \right) j \left(t - \frac{\Delta t}{2} \right) + O(\Delta t^2) \tag{1.38}$$

Данное представление позволяет сделать переход от (1.37) к разностным уравнениям для

тока

$$\begin{aligned}
(j_x)_{k,l}^n &= \frac{1 - (\nu^{(x)})_{k,l}\Delta t/2}{1 + (\nu^{(x)})_{k,l}\Delta t/2} (j_x)_{k,l}^{n-1} \\
&\quad + \frac{\Delta t}{1 + (\nu^{(x)})_{k,l}\Delta t/2} \left[\frac{e^2}{m} (N_e^{(x)})_{k,l} (E_x)_{k,l}^{n-1} + \frac{eB_0}{mc} \frac{(j_y)_{k+1,l}^{n-1} + (j_y)_{k,l}^{n-1}}{2} \right] \\
(j_z)_{k,l}^n &= \frac{1 - (\nu^{(z)})_{k,l}\Delta t/2}{1 + (\nu^{(z)})_{k,l}\Delta t/2} (j_z)_{k,l}^{n-1} + \frac{\Delta t}{1 + (\nu^{(z)})_{k,l}\Delta t/2} \frac{e^2}{m} (N_e^{(z)})_{k,l} (E_z)_{k,l}^{n-1} \\
(j_y)_{k,l}^n &= \frac{1 - (\nu^{(y)})_{k,l}\Delta t/2}{1 + (\nu^{(y)})_{k,l}\Delta t/2} (j_y)_{k,l}^{n-1} \\
&\quad + \frac{\Delta t}{1 + (\nu^{(y)})_{k,l}\Delta t/2} \left[\frac{e^2}{m} (N_e^{(y)})_{k,l} (E_y)_{k,l}^n - \frac{eB_0}{mc} \frac{(j_x)_{k-1,l}^n + (j_x)_{k,l}^n}{2} \right],
\end{aligned} \tag{1.39}$$

где

$$\begin{aligned}
(\nu^{(x)})_{k,l} &= \nu(x_l, z'_k), & (\nu^{(y)})_{k,l} &= \nu(x_l, z_k), & (\nu^{(z)})_{k,l} &= \nu(x'_l, z_k) \\
(N_e^{(x)})_{k,l} &= N_e(x_l, z'_k), & (N_e^{(y)})_{k,l} &= N_e(x_l, z_k), & (N_e^{(z)})_{k,l} &= N_e(x'_l, z_k) \\
(j_x)_{k,l}^n &= j_x(t_n, x_l, z'_k), & (j_y)_{k,l}^n &= j_y(t'_n, x_l, z_k), & (j_z)_{k,l}^n &= j_z(t_n, x'_l, z_k)
\end{aligned} \tag{1.40}$$

Следует пояснить, что поскольку компоненты плотности токов поляризации j_x и j_y вычисляются в точках с разными координатами, но входят в дифференциальные уравнения совместно, при переходе к разностной схеме используется аппроксимация, выполняемая с точностью до второго порядка по шагу пространственной сетки

$$\begin{aligned}
j_x(t'_n, x_l, z_k) &= \frac{j_x(t'_n, x_l, z'_k) + j_x(t'_n, x_l, z'_{k-1})}{2} + O(\Delta z^2) \\
j_y(t_n, x_l, z'_k) &= \frac{j_y(t_n, x_l, z_k) + j_y(t_n, x_l, z_{k+1})}{2} + O(\Delta z^2)
\end{aligned} \tag{1.41}$$

Для завершения построения численной схемы остается реализовать виртуальные поглотители, ввести начальные и граничные условия.

1.3.3 Виртуальные поглотители

Моделирование распространения электромагнитных волн с использованием любых сеточных методов подразумевает использование поглощающих слоев, препятствующих отражению волн от границы расчетной области. Для этой цели применяются как омические поглощающие слои, так и специальные виртуальные поглотители, реализация которых подразумевает модификацию уравнений, описывающих распространение электромагнитных волн внутри заданного поглощающего слоя.

В численных экспериментах, описанных в диссертации, применялся поглотитель типа PML [70]. Реализация PML-поглотителя, ослабляющего волну, распространяющуюся в направлении z или $-z$, подразумевает выполнение замены оператора дифференцирования $\partial/\partial z$ в системе уравнений (1.28, 1.29) внутри поглощающего слоя в соответствии с правилом

$$\frac{\partial}{\partial z} \rightarrow D_{PML,z} = \frac{1}{1 + \frac{4\pi\sigma_{PML}(z)}{i\omega}} \frac{\partial}{\partial z}, \tag{1.42}$$

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота излучения. В работе [70] показано, что граница PML поглотителя сама по себе практически не отражает падающие на нее волны. Принципиально, что величина σ_{PML} может зависеть только от координаты, вдоль которой происходит ослабление волны, т.е. поглощающий слой обязан быть однородным в поперечном направлении.

Операция (1.42) записана в частотном представлении. Переход к временному представлению осуществляется следующим образом. Пусть оператор представим в виде

$$D_{PML,z}F = \frac{\partial}{\partial z}F + \psi_{Fz}, \quad (1.43)$$

где F – одна из компонент электромагнитного поля, ψ_{Fz} – непрерывно дифференцируемая функция. Тогда

$$i\omega\psi + 4\pi\sigma_{PML}\psi = -4\pi\sigma_{PML}(z)\frac{\partial}{\partial z}F, \quad (1.44)$$

или, во временном представлении,

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + 4\pi\sigma_{PML}(z)\psi = -\sigma_{PML}\frac{\partial}{\partial z}F \quad (1.45)$$

Если шаг дискретизации Δt выбирается таким образом, что величина F на шаге изменяется незначительно, то (1.45) можно переписать в разностном виде:

$$\begin{aligned} \psi(t + \Delta t) &= \psi(t) \exp(-4\pi\sigma_{PML}(z)\Delta t) \\ &\quad - \frac{\partial F}{\partial z}(t + \Delta t/2)(1 - \exp(-4\pi\sigma\Delta t)) \end{aligned} \quad (1.46)$$

Внутри поглощающего слоя выражение для пересчета B_x компоненты поля записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} (\psi_{Eyz})_{k,l}^n &= (\psi_{Eyz})_{k,l}^{n-1} \exp(-4\pi((\sigma_{PML}^{yz})_k\Delta t)) \\ &\quad + ((E_y)_{k+1,l}^n - (E_y)_{k,l}^n)(1 - \exp(-4\pi(\sigma_{PML}^{yz})_k\Delta t)) \\ (B_x)_{k,l}^n &= (B_x)_{k,l}^{n-1} ((E_y)_{k+1,l}^n - (E_y)_{k,l}^n + (\psi_{yz})_{k,l}^n) \end{aligned} \quad (1.47)$$

Значения величины $(\sigma_{PML}^{yz})_k$ рассчитывается в тех же узлах сетки, что и компонента поля B_x :

$$(\sigma_{PML}^{yz})_k = \sigma_{PML}(z'_k) \quad (1.48)$$

Выражения для остальных компонент полей изменяются аналогичным образом.

Недостатком PML поглотителя является его неустойчивость по отношению к некоторым типам волн. Так, для ослабления волны в направлении оси x необходимо, чтобы волновой вектор и вектор групповой скорости излучения были сонаправлены в проекции на данную ось,

$$\text{sign } k_x = \text{sign } v_{g,x}, \quad (1.49)$$

где k_x , $v_{g,x}$ – проекции волнового вектора и вектора групповой скорости; функция sign принимает значение $(+1)$ для положительных аргументов и (-1) для отрицательных. В противном

случае вместо затухания происходит раскачка колебаний подобно лампе обратной волны. В свистовом диапазоне условие (1.49) не выполняется для волн резонансного конуса излучения (см. рис. 1.1). Поэтому РМЛ слой не может быть применен для ослабления излучения вдоль оси x .

Отражение от параллельных внешнему полю границ может быть подавлено с помощью омических поглощающих слоев (рис. 1.13), для реализации которых в систему уравнений Максвелла (1.23) включаются электрическая (σ_e) и магнитная (σ_m) проводимости:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + 4\pi\sigma_m \right) \mathbf{B} &= -c \cdot \text{rot} \mathbf{E} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + 4\pi\sigma_e \right) \mathbf{E} &= c \cdot \text{rot} \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{j} - 4\pi\mathbf{j}_{ext} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + 4\pi\nu \right) \mathbf{j} &= \frac{e^2 N_e}{m_e} \mathbf{E} - \frac{e}{mc} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0] \end{aligned} \quad (1.50)$$

Включение дополнительной проводимости не требует введения новой пространственно-временной сетки, и может быть реализовано одновременно с использованием РМЛ поглотителя. При переходе от дифференциальных уравнений к разностной схеме используется то же представление (1.38), что и при расчете токов поляризации. Например, пересчет компоненты B_x на каждой итерации должен производиться в соответствии со следующим правилом:

$$\begin{aligned} (B_x)_{k,l}^n &= \frac{1 - 2\pi(\sigma_m^{(x)})_{k,l}\Delta t}{1 + 2\pi(\sigma_m^{(x)})_{k,l}\Delta t} (B_x)_{k,l}^{n-1} \\ &+ \frac{1}{1 + 2\pi(\sigma_m^{(x)})_{k,l}\Delta t} \frac{c\Delta t}{\Delta z} ((E_y)_{k+1,l}^n - (E_y)_{k,l}^n + (\psi_{E_y z})_{k,l}^n) \\ (\psi_{E_y z})_{k,l}^n &= 0, \text{ вне РМЛ поглотителя} \\ (\psi_{E_y z})_{k,l}^n &= (\psi_{E_y z})_{k,l}^{n-1} \exp(-4\pi((\sigma_{PML}^{yz})_k \Delta t)) \\ &+ ((E_y)_{k+1,l}^n - (E_y)_{k,l}^n) (1 - \exp(-4\pi(\sigma_{PML}^{yz})_k \Delta t)), \text{ внутри РМЛ поглотителя} \end{aligned} \quad (1.51)$$

Аналогично переписываются выражения для остальных компонент магнитного и электрического полей. Использование омических и РМЛ виртуальных поглотителей не требует внесения изменений в выражения, описывающие изменения компонент тока поляризации плазмы.

С целью уменьшения отражения от омических поглощающих слоев их профиль задается в виде степенной функции, возрастающей от условной границы области численного эксперимента в направлении границы расчетной области:

$$\sigma(x), \nu(x) = \begin{cases} \sigma_{ab}, \nu_{ab} \cdot \left(\frac{x-x_a}{d_{ab}} \right)^n, & x - x_a < d_{ab} \\ \sigma_{ab}, \nu_{ab} \cdot \left(\frac{x_b-x}{d_{ab}} \right)^n, & x_b - x < d_{ab} \\ 0, & \text{в остальных случаях} \end{cases}, \quad (1.52)$$

где $\sigma_e = \sigma_m = \sigma$, x_a, x_b, d_{ab} – координаты границ расчетной области и ширина поглощающего слоя, σ_{ab}, ν_{ab} – максимальные значения проводимости и частоты столкновений внутри поглощающего слоя, n – целое число, показатель степени, определяющий крутизну нарастания проводимости поглощающего слоя. Значение параметра n определяется для каждого вычислительного эксперимента отдельно. Типичные значения $n = 2, 3, 4$. В ряде численных экспериментов омический виртуальный поглотитель реализовывался за счет изменения эффективной частоты столкновений электронов плазмы $\nu(x)$ вблизи границ расчетной области.

Профиль РМЛ поглотителя задается степенной функцией $\sigma_{PML}(z)$, аналогичной (1.52). Достоинством РМЛ поглотителя по сравнению с омическим является возможность использования существенно более узких поглощающих слоев. Если отражение от омического поглотителя имеет электродинамическую природу, из-за чего возникают принципиальные ограничения на крутизну нарастания проводимости, то отражение от РМЛ слоя возникает исключительно из-за дискретного характера численной схемы.

1.3.4 Начальные и граничные условия моделирования

Равенство нулю волнового поля вплоть до момента времени t_0 означает, что

$$\begin{aligned} (E_y)_{k,l}^0 &= (B_y)_{k,l}^0 = (E_x)_{k,l}^{-1} = (B_x)_{k,l}^{-1} = (E_z)_{k,l}^{-1} = (B_z)_{k,l}^{-1} = 0 \\ (j_x)_{k,l}^0 &= (j_z)_{k,l}^0 = (j_y)_{k,l}^{-1} = 0 \end{aligned} \quad (1.53)$$

Граничные условия, соответствующие идеальному проводнику (1.24), ограничивающему прямоугольную область (1.25), могут быть реализованы следующим образом. Если значения, выражающие смещения сетки вдоль осей x и z относительно начала координат, задаются как

$$x_0 = x_a, z_0 = z_a, \quad (1.54)$$

то размеры расчетной области вдоль осей x и z (L_x, L_z) полагаются кратными соответствующим шагам сетки:

$$L_x = x_b - x_a = N_x \Delta x, L_z = z_b - z_a = N_z \Delta z, \quad (1.55)$$

где N_x, N_z – число ячеек сетки вдоль соответствующего направления. Значения компонент электрических и магнитных полей в узлах сетки, находящихся на границе расчетной области, берутся равными

$$\begin{aligned} (E_y)_{k,0}^n &= (E_y)_{k,N_x}^n = 0 \\ (E_y)_{0,l}^n &= (E_y)_{N_z,l}^n = 0 \\ (B_x)_{k,0}^n &= (B_x)_{k,N_x}^n = 0 \\ (B_z)_{0,l}^n &= (B_z)_{N_z,l}^n = 0 \end{aligned} \quad (1.56)$$

Таким образом задаются начальные и граничные условия задачи.

1.3.5 Моделирование распространения монохроматических волн

При решении задач о распространении монохроматических свистовых волн в плазме численная схема обладает рядом особенностей. Для избежания возбуждения «нефизических» волн, период и длина которых сопоставимы с пространственными и временными шагами сетки, необходимо использовать плавную функцию включения источника волн $\Theta(t)$, вид которой конкретизируется в рамках каждого численного эксперимента. Общее выражение для плотности внешних токов имеет вид

$$\mathbf{j}_{ext}(x, z, t) = \text{Re} [\mathbf{j}_a(z, x) \exp(2\pi i f t) \Theta(t)], \quad (1.57)$$

где \mathbf{j}_a – комплексная амплитуда плотности тока, f – частота излучения.

Число итераций схемы подбирается таким образом, чтобы в каждой точке расчетной области устанавливался периодический режим изменения поля. Расчет комплексных амплитуд физических величин осуществляется по двум мгновенным «снимкам», выполняемым с интервалом в четверть периода колебаний,

$$F_a(x, z) = F(x, z, T_{stop} - f^{-1}/4) + iF(x, z, T_{stop}), \quad (1.58)$$

где F – любая из компонент электромагнитного поля волны либо плотности тока поляризации, F_a – ее комплексная амплитуда. Момент остановки расчета T_{stop} выбирается таким образом, чтобы величина $T_{stop} - f^{-1}/4$ оказывалась кратной периоду колебаний поля.

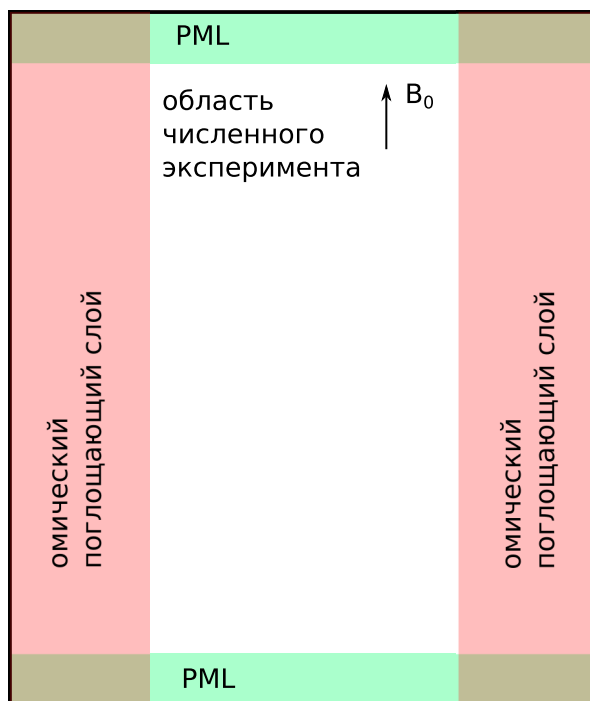


Рис. 1.13: Схема расчетной области с поглощающими слоями.

Глава 2

Лабораторное исследование эффектов кроссмодуляции волн свистового диапазона частот

Распространение свистовых волн в околоземной плазме сопровождается различными нелинейными явлениями. Эффекты нестационарного усиления сигналов и генерации триггерных излучений объясняются взаимодействием интенсивных свистовых волн с энергичными электронами радиационных поясов Земли [4; 17]. Явления генерации комбинационных частот либо шумового уширения спектра свистовых волн связываются с нестационарными возмущениями околоземной плазмы естественной [23; 71] либо искусственной природы [25; 28]. В качестве причин возникновения подобных эффектов называются рассеяние сигналов на мелкомасштабных неоднородностях концентрации плазмы [72], параметрическое взаимодействие волн КНЧ и ОНЧ диапазонов [24; 30; 31], воздействие на околоземную плазму мощного радиоизлучения с модуляцией интенсивности, возбуждаемого наземными передатчиками [33; 73]. В целом, эффекты генерации комбинационных частот и взаимодействия модулированных свистовых волн в околоземной плазме достаточно распространены, при этом механизмы взаимодействия волн не до конца понятны.

В лабораторных экспериментах эффекты обогащения спектра электромагнитных волн наблюдались при распространении волн вдоль плазменных неоднородностей в процессе их формирования, либо на фоне развития различных неустойчивостей [43; 74; 75]. Дискретное и широкополосное уширения спектра излучения регистрировались в экспериментах с геликоновыми разрядами [76; 77]. Ранее в экспериментах на стенде «Крот» наблюдалась генерация сателлитов в спектре пробных свистовых волн при их распространении через плазму с нестационарным магнитным полем [78; 79]. Данный эффект был интерпретирован как возникновение частотной модуляции волн за счет модуляции показателя преломления среды [32; 80]. С другой стороны, интенсивные свистовые волны способны сами возбуждать нестационарные возмущения внешнего магнитного поля и концентрации [81; 82] при наличии модуляции интенсивности, что обуславливает механизм нелинейного параметрического взаимодействия

волн на общей трассе распространения. Обнаружение и изучение подобных нелинейных эффектов составляет задачу, решению которой посвящена данная глава.

Постановка экспериментов, описанных в главе, идеологически близка к некоторым натурным исследованиям прошлых лет [26; 34]. Область плазмы, модифицированная интенсивной свистовой волной с амплитудной модуляцией (волной накачки), просвечивалась пробной свистовой волной, при этом осуществлялась регистрация характеристик пробной волны в разных точках плазменного объема, и контролировались возмущения параметров плазмы, которые могли оказывать влияние на распространение пробной волны.

2.1 Постановка эксперимента

Эксперимент по моделированию взаимодействия свистовых волн в плазме выполнялся на стенде «Крот». В качестве рабочего газа использовался аргон ($\sqrt{m_i/m_e} = 270$) при давлении $p_{Ar} \approx 4 \cdot 10^{-4}$ торр (концентрация нейтральных атомов $N_a \sim 1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Измерения выполнялись в спокойной распадающейся плазме с концентрацией электронов $N_e = 5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($f_p = 2,0 - 6,4 \text{ ГГц}$). Температуры электронов и ионов были близки и составляли $T_i \simeq T_e \simeq 0,5 \text{ эВ}$. Индукция внешнего магнитного поля изменялась в пределах $30 - 100 \text{ Гс}$ ($f_{ce} = 81 - 270 \text{ МГц}$). Данные условия соответствуют достаточно сильно ионизированной ($\nu_{ei} \gg \nu_{ea}$, ν_{ei} – частота столкновения электронов с ионами, ν_{ea} – частота столкновения электронов с нейтральными частицами), слабостолкновительной плазме с малым газодинамическим давлением, $\beta = 8\pi NT/B_0^2 \sim 10^{-6} - 10^{-3}$. Электроны в подобных условиях оказываются сильно замагничены ($2\pi f_{ce} \gg \nu_{ei} \sim 3 \cdot 10^6 - 10^7 \text{ с}^{-1}$), ионы – практически не замагничены ($\nu_{ii} \simeq 2,5 \cdot 10^4 - 2,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ – частота столкновений ионов с ионами, $\nu_{ia} \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ – частота столкновений ионов с атомами, $2\pi f_{ci} \simeq 2,4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ – частота циклотронного вращения ионов).

Возбуждение свистовых волн производилось одновитковыми экранированными рамочными антеннами диаметром $1 - 7 \text{ см}$, устанавливаемыми на оси плазменного столба (радиальная позиция $x = 0 \text{ см}$, рис. 2.1 а). Первая волна, или волна накачки, возбуждалась на несущей частоте $f_{pump} = 75 \text{ МГц}$ в форме радиоимпульса длительностью до 150 мкс с глубокой амплитудной модуляцией по гармоническому закону. Частота модуляции накачки изменялась в пределах $f_m = 0,1 - 1,5 \text{ МГц}$. Мощность сигнала, подводимого к антенне, достигала 250 Вт . Ряд измерений был выполнен с использованием бихроматической накачки, образованной биениями двух сигналов с частотами около 160 МГц ; частота биений составляла до 2 МГц , мощность каждого из сигналов доходила до 100 Вт . Максимальная интенсивность поля накачки достигалась в ближней зоне антенны. К окончанию импульса накачки, за счет нагрева и термодиффузионного перераспределения плазмы, формировалась вытянутая вдоль оси

плазменного столба область с пониженной на $\sim 30\%$ относительно фона электронной концентрацией – дакт плотности, в котором волна накачки удерживалась в режиме волноводного распространения, и который определял поперечный масштаб локализации интенсивных электромагнитных полей [50; 83; 84].

Область плазмы, модифицированная волной накачки, просвечивалась пробными волнами с частотами $f_t = 30 - 60$ МГц, возбуждавшимися с помощью рамочной антенны диаметром $d \simeq 2$ см на уровне мощности, не превышавшем 0.1 Вт. Структура поля излучения рамочной антенны в отсутствие возмущений плазмы иллюстрируется результатом расчета, приведенным на рис. 2.2. В полном соответствии с представлениями о характере распространения свистовых волн, излучение антенны распространяется преимущественно вдоль внешнего магнитного поля. Длина волны в плазме составляет величину порядка 20 см. В условиях эксперимента пробная волна, как правило, захватывалась в дакт плотности, созданный волной накачки, поэтому фактическая угловая расходимость пробной волны была еще меньше, чем на рис. 2.2 [80; 84].

Измерения фонового значения и возмущений плотности плазмы производились зондом с СВЧ-резонатором на четвертьволновом отрезке двухпроводной линии [57]. Низкочастотные возмущения внешнего магнитного поля регистрировались экранированными шестивитковыми магнитными зондами диаметром 2 см, изолированными от плазмы слоем диэлектрика. Зонды, приемные и излучающие антенны устанавливались на подвижных штангах, позволяющих осуществлять их вращение и перемещение в поперечном направлении (относительно оси камеры и внешнего магнитного поля). Антенна накачки устанавливалась на подвижной платформе, перемещающейся вдоль и поперек камеры, плоскость антенны ориентировалась перпендикулярно внешнему магнитному полю. Антенны, используемые для излучения и приема пробных волн, располагались на расстоянии от 7 до 65 см от плоскости антенны накачки, таким образом, что на трассе распространения от источника до приемника укладывалось несколько длин волн.

Сигналы с антенн и зондов подавались на вход цифрового осциллографа с частотой дискретизации до 2.5 ГГц и полосой пропускания до 300 МГц. Для предупреждения возникновения нелинейных эффектов в измерительной цепи и снижения уровня электромагнитных помех использовались режекторные фильтры, ослаблявшие сигнал накачки на уровне не хуже 80 дБ; выходные тракты генератора накачки и пробных волн защищались ферритовыми вентилями и полосовыми фильтрами, настроенными на рабочие частоты. Общая схема включения измерительной аппаратуры приведена на рис. 2.1 б.

Полученные осциллограммы подвергались цифровой обработке, в том числе оконному Фурье-преобразованию и преобразованию Гильберта, позволяющему выделить амплитудную и частотную модуляцию сигнала. Преобразованием Гильберта \mathcal{H} называют линейную

операцию, определяемую в соответствии с правилом [85, Гл. 2]

$$\mathcal{H}[u] = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(t')}{t-t'} dt', \quad (2.1)$$

где интеграл берется в смысле главного значения. Наиболее важным свойством данного преобразования является ортогональность его результата аргументу; так, для любой циклической частоты $\omega > 0$,

$$\begin{aligned} \mathcal{H}[\cos(\omega t)] &= \sin(\omega t) \\ \mathcal{H}[\sin(\omega t)] &= -\cos(\omega t) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Благодаря этому свойству можно рассчитать комплексное представление для узкополосного сигнала $u(t) = A(t) \cos(2\pi ft + \phi(t))$ в виде

$$\mathcal{A}[A(t) \cos(2\pi ft + \phi(t))] = A(t)e^{2\pi ift + i\phi(t)}, \quad (2.3)$$

где

$$\mathcal{A}[u] = u + i\mathcal{H}[u], \quad (2.4)$$

и вычислить амплитуду и фазу сигнала:

$$\begin{aligned} A(t) &= |\mathcal{A}[u](t)|, \\ \phi(t) &= \arg(\mathcal{A}[u](t)) \end{aligned} \quad (2.5)$$

При обработке экспериментальных данных использовалась реализация преобразования Гильберта, включенная в пакет Scipy, которая основана на дискретном преобразовании Фурье.

Для получения оконных спектров принимаемых сигналов использовался радиочастотный канал осциллографа MSO4054-3 с динамическим диапазоном не менее 80 дБ и гарантированным уровнем собственных интермодуляционных искажений не выше -60 дБ.

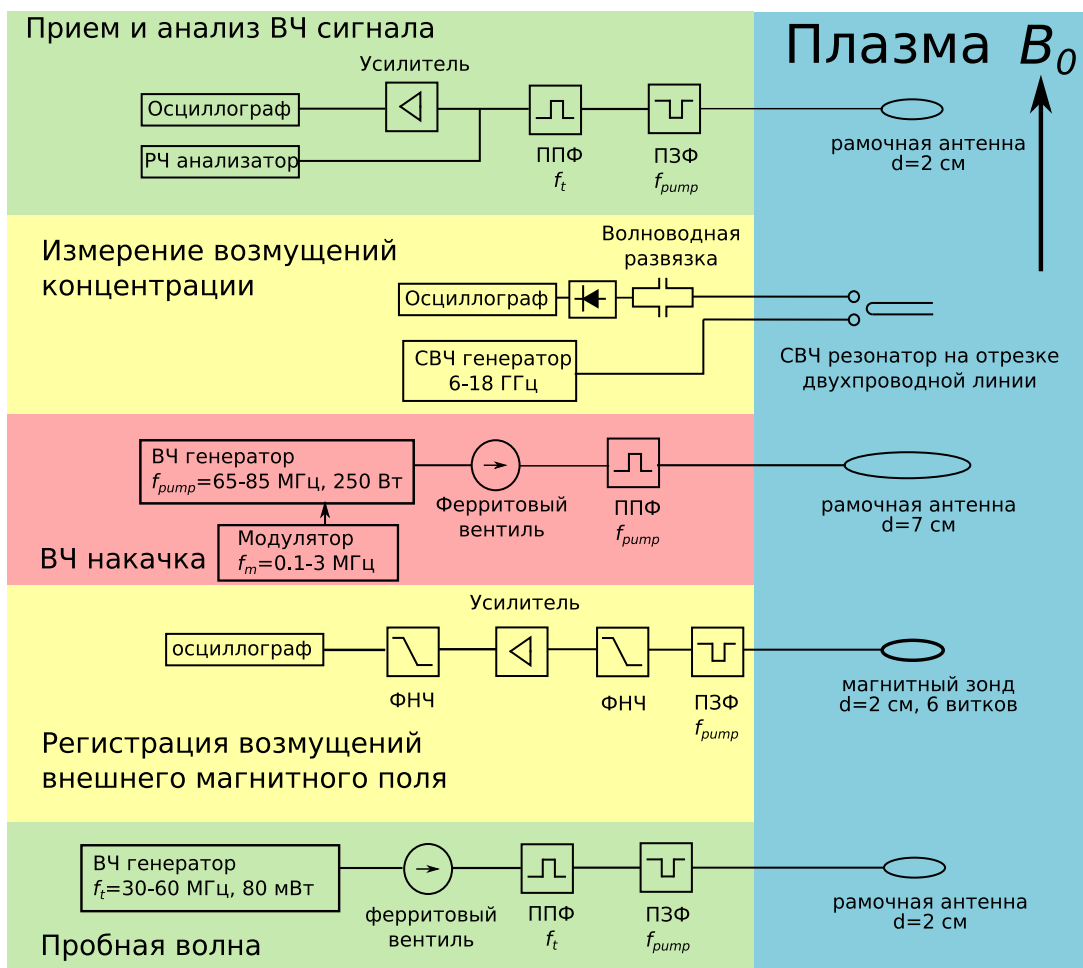
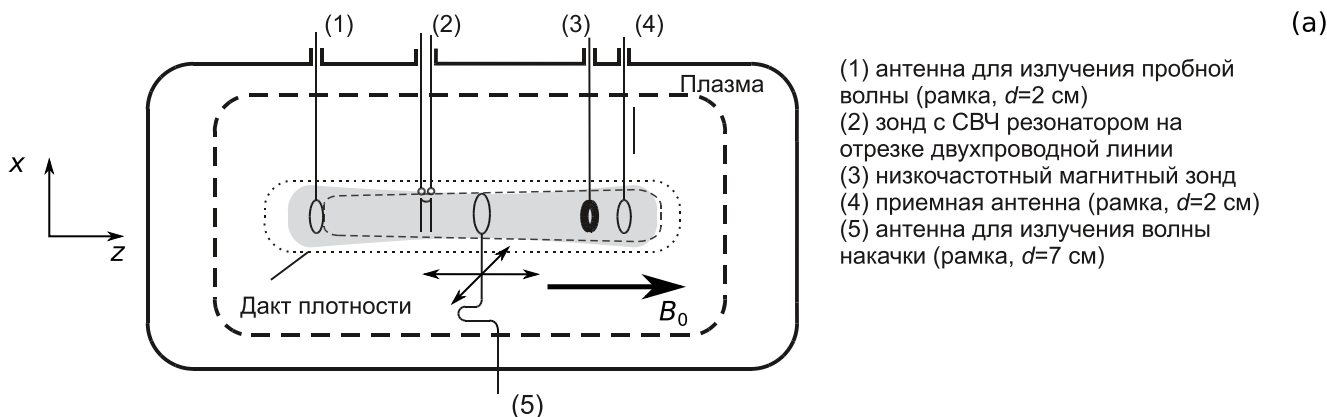


Рис. 2.1: (а) – Схема экспериментальной установки, (б) – схема включения измерительных приборов: ПЗФ – полосно-заграждающий фильтр, ППФ – полосно-пропускающий фильтр, ФНЧ – фильтр низких частот.

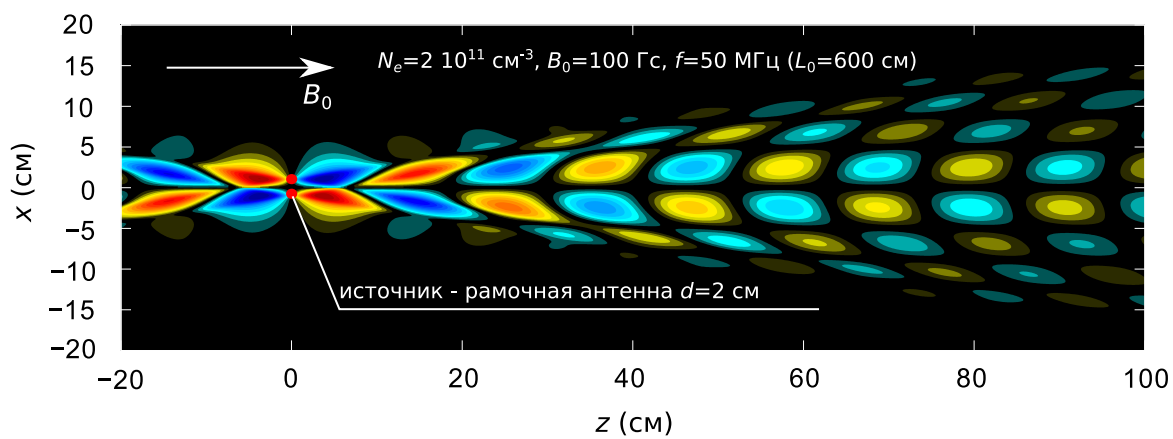


Рис. 2.2: Структура поля пробной свистовой волны (B_x – компонента), возбуждаемой рамочной антенной в однородной магнитоактивной плазме, полученная в результате моделирования методом FDTD.

2.2 Результаты эксперимента

В экспериментах было установлено, что прохождении пробной волны через модифицированную накачкой область плазмы ее спектр обогащается спутниками, отстроенными от несущей f_t на частоту модуляции накачки f_m : в лабораторном эксперименте наблюдается кроссмодуляция низкочастотных волн, подобная той, которая имеет место при проведении активных ионосферных экспериментов [26; 34] (рис. 2.3а). Уровень спутников ниже уровня сигнала на основной частоте f_t (несущей) на $40 \div 50$ дБ, причем спектр пробной волны обогащается несимметрично: амплитуда «красного» спутника ($f_t - f_m$) превышает амплитуду «синего» спутника ($f_t + f_m$). Измерения поперечной структуры пробной волны, выполненные при различных значениях частоты модуляции накачки, показали, что амплитуда спутников по всему сечению волнового пучка изменяется пропорционально амплитуде несущей (рис. 2.4).

Уровень спутников, возникающих в спектре пробной волны, уменьшается относительно уровня несущей с повышением частоты модуляции накачки, при этом на полученных зависимостях можно выделить два характерных участка (рис. 2.5). При низких частотах модуляции, до $f_m \sim 0.5$ МГц, амплитуда спутников изменяется по закону, близкому к f_m^{-1} ; при более высоких частотах модуляции амплитуда спутников выходит на постоянный уровень. Важно, что уровень спутников в спектре пробной волны увеличивается по мере удаления от излучающей антенны: кроссмодуляционный эффект накапливается при распространении пробной волны по трассе, близкой к магнитосиловой трубке, в которой расположена антенна накачки.

Частотные спектры амплитуды (переменная составляющая амплитуды пробной волны, отнесенная к среднему значению) и фазы заполнения сигнала, приведенные на рис. 2.3 б, показывают, что в модифицированной области плазмы пробные волны испытывают комбинированную амплитудно-фазовую модуляцию.

На рисунке 2.6 приведены результаты измерений низкочастотных возмущений концентрации плазмы и аксиальной компоненты внешнего магнитного поля. Эти возмущения, в основном, локализованы внутри магнитной силовой трубки, опирающейся на антенну накачки в области с поперечным масштабом около 10 см. Период возмущений равен периоду модуляции накачки. Поскольку показатель преломления свистовых волн зависит от величины концентрации плазмы и от внешнего магнитного поля, возмущения обеих величин могут быть причиной эффекта модуляции пробной волны (кроссмодуляции). Наибольшие возмущения электронной плотности наблюдаются в ближней зоне антенны накачки ($z \lesssim 2$ см), однако полная протяженность области, в которой регистрировались возмущения на частоте модуляции накачки, составляла не менее нескольких десятков сантиметров вдоль магнитного

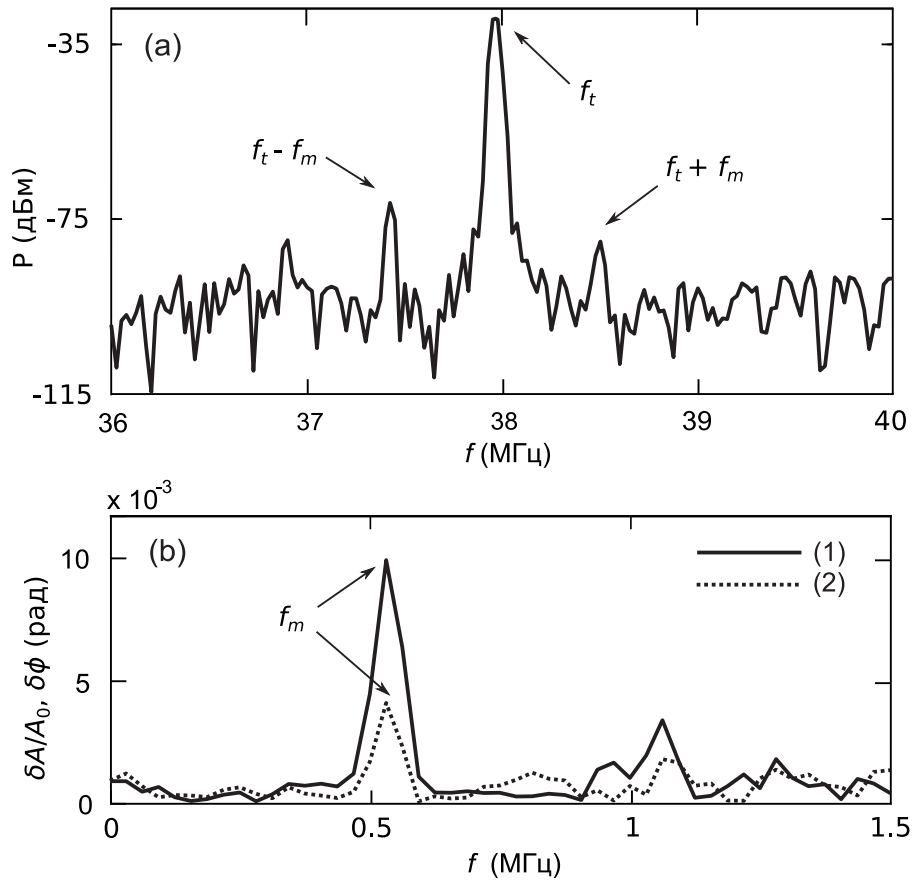


Рис. 2.3: (а) – Спектр пробной волны, принимаемой из плазмы в присутствии амплитудно-модулированной накачки; (б) – спектры модуляции амплитуды ($\delta A/A_0$, кривая 1) и фазы заполнения ($\delta\phi$, кривая 2) пробной волны.

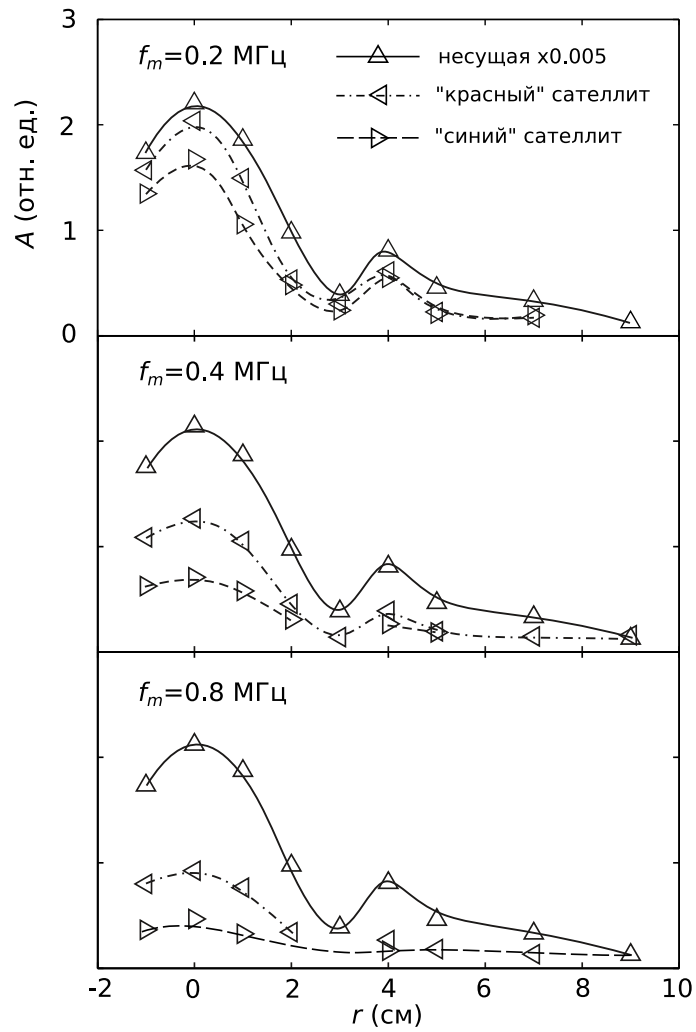


Рис. 2.4: Амплитуды сигнала на частотах несущей (f_t , уменьшена в 200 раз), красного ($f_t - f_m$) и синего ($f_t + f_m$) спутников в поперечном сечении при различных частотах модуляции накачки.

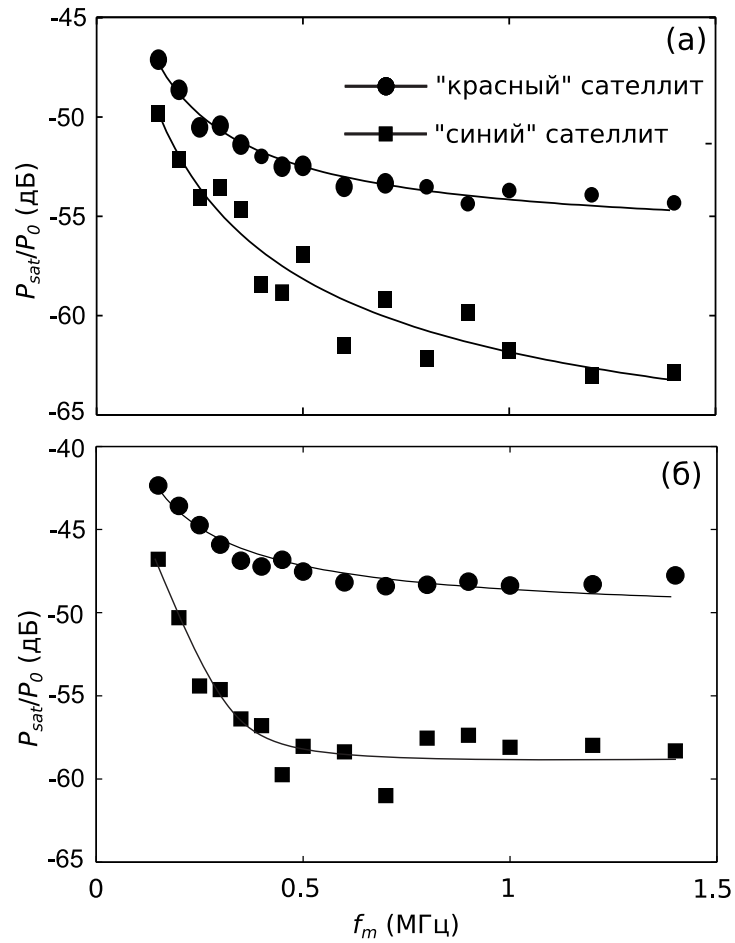


Рис. 2.5: Интенсивность спутников в спектре пробной волны, отнесенная к сигналу на несущей частоте (P_0), в зависимости от частоты модуляции накачки. Измерения выполнены внутри магнитной силовой трубки, в которой расположена антенна накачки, на расстояниях (а) – 45 см и (б) – 65 см от источника

поля.

Зависимости амплитуд возмущения концентрации и магнитного поля от частоты модуляции приведены на рис. 2.7. При низких частотах (до 0.5 МГц) модуляции регистрируемые возмущения плотности и магнитного поля изменяются пропорционально, $\delta N_e \propto \Delta B \propto f_m^{-1}$. При дальнейшем увеличении частоты модуляции амплитуда возмущений концентрации продолжает убывать как $\delta N_e \propto f_m^{-1}$, а амплитуда возмущений магнитного поля выходит на постоянный уровень.

2.3 Обсуждение

Рассмотрим возможные механизмы генерации возмущений плазмы, приводящие к эффекту кроссмодуляции. В условиях эксперимента могут реализоваться два механизма возбуждения возмущений концентрации на частоте модуляции накачки. Первый связан с воздействием на плазму усредненной ponderomotorной силы, иначе называемой силой Миллера [86]. Вторым механизмом обусловлен модулированным нагревом электронов плазмы [83; 87] и может быть более эффективным при низких частотах модуляции [88]. В условиях эксперимента период модуляции накачки $f_m^{-1} = 0.7 - 10$ мкс превышал транспортное время свободного пробега электрона $\nu_{ei}^{-1} \sim 0.15$ мкс, а с другой стороны был значительно меньше характерного времени нагрева электронной компоненты плазмы ($m_i / (2\nu_{ei} m_e) \sim 5 \cdot 10^3$ мкс, m_i – масса ионов) [89]. Таким образом, модулированный нагрев мог быть причиной возбуждения возмущений концентрации на частоте модуляции накачки, но его эффективность была в значительной мере снижена за счет малых периодов модуляции.

Вариации плотности магнитоактивной плазмы на уровне $\delta n_e / n_e \sim (1 - 5) \cdot 10^{-3}$ за счет диамагнитного эффекта сопровождаются возмущениями внешнего магнитного поля, уровень которых $\delta B / B_0 \sim (2 - 10) \cdot 10^{-7}$ определяется балансом газокинетического давления и давления магнитного поля [82]:

$$\frac{\delta N_e}{N_e} = \frac{B_0^2}{4\pi N_e T_e} \frac{\delta B}{B_0} \sim 4 \cdot 10^3 \frac{\delta B}{B_0} \quad (2.6)$$

В эксперименте $\delta n_e / n_e \simeq 5 \cdot 10^3 \delta B / B_0$ для концентрации $n_e = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³ и температуры электронов $T_e \simeq 1$ эВ (учитывается нагрев плазмы накачкой), для которых были получены данные рис. 2.7.

В то же время, начиная с частот модуляции порядка 0.5 МГц, амплитуда колебаний магнитного поля выходит на постоянный уровень, тогда как уровень возмущений плотности по мере повышения частоты модуляции f_m спадает до нуля. При высоких частотах модуляции генерация возмущений магнитного поля, не сопровождаемых вариациями электронной плотности, обусловлена, по-видимому, малоинерционным механизмом «магнитной» нелинейности, а именно – генерацией замкнутых дрейфовых электронных токов, охватывающих

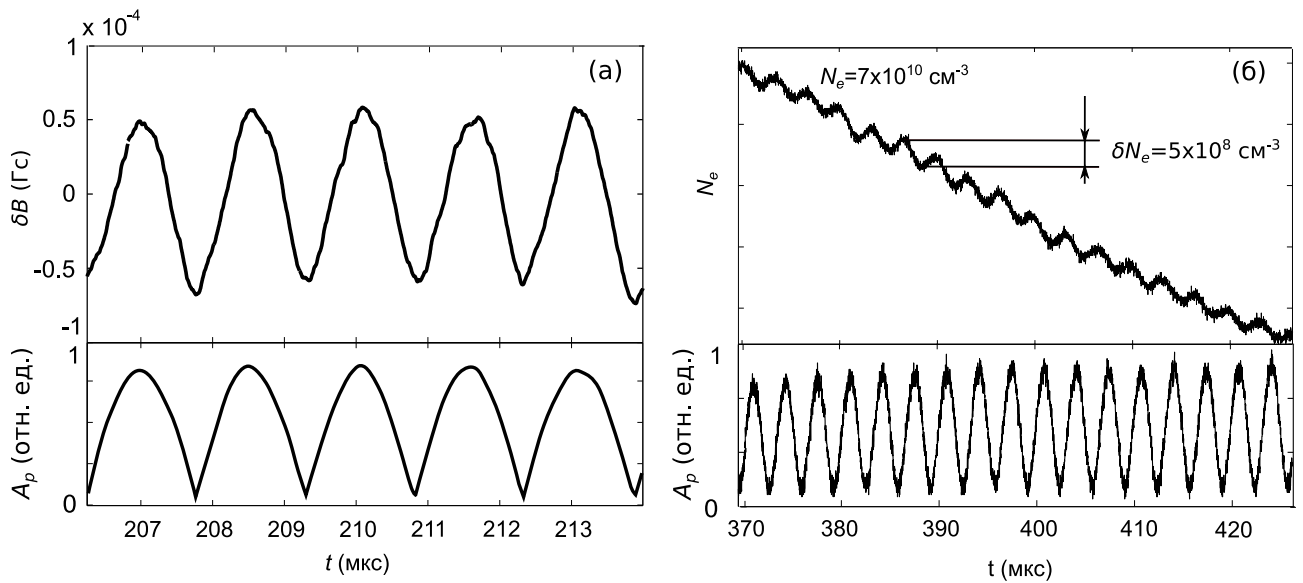


Рис. 2.6: (а) – Возмущения магнитного поля, возбуждаемые под действием, модулированной по интенсивности накачки; (б) – возмущения концентрации, возбуждаемые модулированной накачкой. На нижних панелях – амплитуда накачки в зависимости от времени.

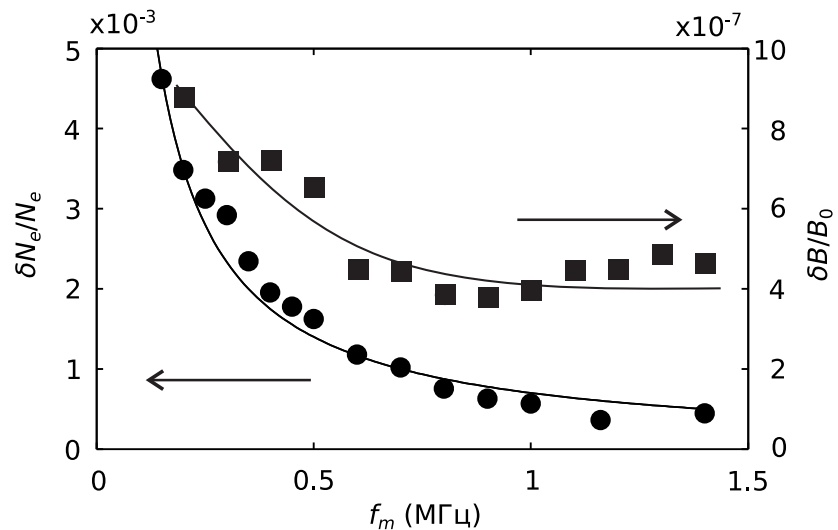


Рис. 2.7: Зависимость амплитуд низкочастотных возмущений концентрации плазмы и магнитного поля от частоты модуляции накачки.

область пучка накачки. Величина этих возмущений, $\delta B \sim 5 \cdot 10^{-5}$ Гс, согласуется с оценками низкочастотных магнитных полей, формируемых за счет пондеромоторной «магнитной» нелинейности в поперечно ограниченном амплитудно-модулированном пучке квазипродольных свистовых волн, согласно [81], $\delta B \simeq B_w^2/2B_0$, где $B_w \sim 10^{-1}$ Гс – амплитуда переменного магнитного поля волны накачки.

Для дальнейших оценок необходимо определить, к какому участку поверхности волновых векторов (рис. 1.1) относятся плоские волны, возбуждаемые рамочной антенной. Анализ экспериментальных данных, опубликованных ранее [60; 61], а также результатов численного моделирования, показывает, что антенна диаметром $d = 2$ см $\sim c/(2\pi f_p)$ в плазме с концентрацией $N_e \simeq 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, помещенной в магнитное поле с индукцией $B_0 = 100$ Гс, возбуждает на частоте $f = 40$ МГц преимущественно волны конической рефракции, групповая скорость которых параллельна внешнему магнитному полю, а волновой вектор направлен под углом $\theta \simeq 70^\circ$ (рис. 2.2).

Возникновение фазовой модуляции может быть обусловлено модуляцией оптической толщины плазмы (Λ) между антенной, излучающей пробные волны, и антенной, осуществляющей их прием

$$\Lambda = nl \cos \theta, \quad (2.7)$$

где l – длина трассы распространения, n – показатель преломления. Девиация набега фазы может быть обусловлена как возмущениями концентрации, так и магнитного поля. Используя выражение для показателя преломления (1.4), получаем

$$\delta\phi = \frac{2\pi f}{c} \delta\Lambda \simeq \frac{2\pi f}{c} l \delta n \cos \theta \simeq \frac{2\pi f}{c} nl \cos \theta \left(\frac{\delta N_e}{2N_e} - \frac{f_{ce} \cos \theta}{f_{ce} \cos \theta - f} \frac{\delta B}{2B_0} \right), \quad (2.8)$$

Согласно экспериментальным данным, слагаемое $\delta B/B_0 \cdot f_{ce}/(f_{ce} \cos \theta - f)$ примерно в 10^3 раз меньше чем $\delta N_e/N_e$, по крайней мере при частотах модуляции до 0.5 МГц, поэтому оно может быть опущено. Принимая расстояние между антеннами равным $l = 45$ см, и учитывая, что $n \cos \theta \simeq 30$, получаем оценку $\delta\phi \sim 10^{-2}$ для $\delta N_e/N_e = 2 \cdot 10^{-3}$, что соответствует результатам эксперимента при частоте модуляции $f_m = 500$ кГц ($\delta\phi \simeq 5 \cdot 10^{-3}$, рис. 2.3). Возникновение амплитудной модуляции может быть связано с вариациями условий излучения и распространения пробной волны за счет возмущений концентрации плазмы внутри дакта, а также за счет нестационарных вариаций границ самого дакта, подобно [43; 75].

При высоких частотах модуляции волны накачки амплитуда сателлитов, возникающих в спектре пробной волны выходит на стационарный уровень, что может быть проявлением еще одного механизма обогащения спектра, имеющего общую природу с генерацией возмущений магнитного поля, амплитуда которых тоже слабо зависит от частоты модуляции при $f_m > 500$ кГц.

2.4 Основные результаты главы

В результате проведенных экспериментов показано, что амплитудно-фазовая модуляция пробных волн в области плазмы, модифицированной накачкой, накапливается по трассе распространения и обусловлена возмущениями концентрации плазмы и магнитного поля. Обнаруженный режим кроссмодуляции низкочастотных волн может реализоваться в слабо-столкновительной плазме магнитосферы, а также в ионосфере при работе мощных наземных передатчиков в ночные часы. Отметим, что аналогичный режим модуляции низкочастотных волн может быть реализован при двухчастотном воздействии на околоземную плазму с помощью мощных наземных передатчиков с близкими значениями несущих. В этом случае возмущения параметров плазмы возникают на частоте биений волн накачки, и обе волны накачки испытывают модуляцию, проявляющуюся как обогащение спектра принимаемого сигнала спутниками, отстроенными от несущих на частоту биений. Подобные результаты, полученные в магнитосферных и ионосферных активных экспериментах [25; 26; 34] могут объясняться механизмом, обсуждаемым в данной работе.

Глава 3

Численное моделирование распространения свистовых волн при наличии систем вытянутых неоднородностей с повышенной концентрацией магнитоактивной плазмы

Использование волн ОНЧ диапазона, возбуждаемых с помощью наземных передатчиков, для исследования радиационных поясов Земли [90—93] и зондирования околоземной плазмы [8] обуславливает интерес к поиску методов повышения эффективности излучения волн ОНЧ диапазона в магнитосферу с поверхности Земли. В околоземной плазме сигналы ОНЧ диапазона распространяются в виде свистовых волн, которые могут взаимодействовать с естественными и искусственными неоднородностями плазмы [94]. Известно, что электромагнитная энергия волн ОНЧ диапазона может эффективно переноситься в магнитосфере и ионосфере в виде волноводных мод вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей концентрации плазмы, иначе называемых дактами [54; 95].

Создание дактов в ионосферной плазме может быть осуществлено путем ее нагрева интенсивным радиочастотным излучением [35], который вызывает перераспределение плазмы и приводит к возникновению областей с повышенной концентрацией электронов на высоте верхней ионосферы [36—38]. Существование искусственных дактов диаметром от 50 до 100 км подтверждается измерениями, выполненными спутником DEMETER над нагревными стендами «Сура» [40] и HAARP [41], а также радарными измерениями над стендом EISCAT [39]. Хотя существование дактов в верхней ионосфере убедительно доказано, оценка их влияния на распространение волн ОНЧ диапазона все еще остается неоднозначной [29]. Установлено, что на ионосферных высотах появление дакта приводит к увеличению амплитуды сигналов наземных ОНЧ передатчиков. В частности, в течение нескольких сеансов измерений, выполненных спутником DEMETER над стендом «Сура» на высоте около 700 км, регистрировалось значительное (до 30 дБ) увеличение амплитуды сигнала передатчика, вещающего на

частоте 18.1 кГц. Одновременно наблюдались сильная модуляция амплитуды ОНЧ сигнала и уширение его частотного спектра. Таким образом, влияние ионосферных неоднородностей на распространение ОНЧ волн не может быть сведено исключительно к их волноводному каналированию широким и стационарным дактом с гладким поперечным сечением [28; 40; 41; 43].

Дальнейший анализ данных спутника DEMETER показал, что широкий искусственный ионосферный дакт может состоять из неоднородностей меньшего поперечного масштаба. Во-первых, прямые спутниковые измерения свидетельствуют о существовании неоднородностей с размером от 10 км и более внутри дакта. Всплески интенсивности ОНЧ сигнала, принимаемого спутником DEMETER, возникают синхронно с изменениями концентрации плазмы внутри дакта [43]. Множественные дакты с близкими поперечными размерами (порядка 10 км) регистрировались над стендом HAARP одновременно с широкополосным ОНЧ излучением, локализованным внутри них [42].

Далее, было установлено, что спектр ОНЧ сигналов, зарегистрированных с помощью электрической антенны спутника DEMETER, уширен на величину до 1 кГц. Одновременно регистрировались низкочастотные электрические шумы в диапазоне частот от 10 Гц до 1 кГц, т.е. в полосе той же ширины, что и спектр ОНЧ сигналов. Было выдвинуто предположение о том, что данное уширение может быть связано с эффектом Доплера, возникающим за счет движения спутника поперек модулированных в пространстве ОНЧ волн [28]. В этом случае частотный сдвиг Δf должен быть равен

$$2\pi\Delta f = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_s), \quad (3.1)$$

где \mathbf{v}_s – скорость спутника, \mathbf{k} – характерный волновой вектор спектра модуляции ОНЧ волн с пространственным масштабом $2\pi/|\mathbf{k}|$. Такая модуляция может быть связана со взаимодействием свистовых волн с неоднородностями, возникшими за счет ВЧ нагрева. В этом случае электрические поля, регистрируемые спутником на частотах ниже 1 кГц, являются квазиэлектростатическими полями, непосредственно связанными с неоднородностями. При этом формирование их частотного спектра, регистрируемого на спутнике, также обуславливается эффектом Доплера. Для заданных параметров частотного спектра и $|\mathbf{v}_s| = 7.7$ км/с, поперечный размер отдельных неоднородностей должен лежать в интервале от 10 м до 1 км. Возникновение мелкомасштабных (~ 20 м) структур плотности при работе стенда «Сура» в том же режиме высокочастотного нагрева было подтверждено радарными измерениями [44]. Похожие эффекты характерны для взаимодействия ОНЧ волн с неоднородностями концентрации естественного происхождения, которые ранее наблюдались в ряде спутниковых экспериментов [71; 72; 96; 97].

В рамках диссертации не рассматриваются механизмы формирования мелкомасштабных

(менее 1 км) плазменных структур, которые являются одним из проявлений искусственной ионосферной турбулентности. Более интересными представляются электродинамические свойства вытянутых вдоль внешнего магнитного поля неоднородностей, приводящие к рассеянию, трансформации, захвату и волноводному каналированию волн ОНЧ диапазона.

Как правило, системы мелкомасштабных неоднородностей концентрации рассматриваются только с точки зрения рассеяния на них волн ОНЧ диапазона и их трансформации в квазиэлектростатические волны [72; 96; 98]. В то же время, взаимодействие низкочастотного излучения с неоднородностями может приводить к другим эффектам. Вытянутые неоднородности концентрации, рассматриваемые по отдельности, могут выступать в роли плазменных волноводов. Поля волн, направляемых такими волноводами, спадают по экспоненциальному закону в направлении от неоднородности. Волноводные моды близко расположенных неоднородностей с повышенной либо с пониженной концентрацией плазмы могут перекрываться. В результате взаимодействия мод соседних неоднородностей могут формироваться коллективные волноводные моды со своими законами дисперсии и специфическими свойствами. Помимо активных нагревных экспериментов, похожие эффекты могут наблюдаться в присутствии систем мелкомасштабных неоднородностей космической плазмы, развивающихся в авроральной ионосфере, а также в случае ионосферных возмущений, возникающих в активных экспериментах с искусственными плазменными облаками [99; 100].

Существующие модели распространения ОНЧ волн в дактах плотности обычно не учитывают мелкомасштабные плазменные структуры. Значительная часть исследований посвящена простым профилям концентрации [27; 48—52; 55; 101—107]. Исследования распространения свистовых волн вдоль двух близко расположенных дактов плотности ранее проводились в приближении геометрической оптики [108]. Было показано, что в магнитосферных условиях возможен обмен энергией между дактами за счет градиента концентрации плазмы вдоль магнитного поля Земли, а также за счет кривизны силовых линий поля. Распространение волн ОНЧ диапазона в ионосфере при наличии нескольких неоднородностей с повышенной концентрацией плазмы исследовалось методами численного моделирования в работе [42]. Модель, основанная на приближении электронной магнитной гидродинамики, была использована для расчета структуры полей естественных КНЧ-ОНЧ волн в присутствии нескольких дактов с поперечным размером порядка 10 км, возникающих за счет нагрева ионосферы стендом HAARP. Взаимодействие свистовых волн ОНЧ диапазона с периодической решеткой плазменных неоднородностей в E-слое ионосферы было исследовано в работе [53]. В обоих случаях рассматривались неоднородности с поперечным размером в несколько километров и более. Таким образом, результаты работ [42; 53] не могут быть применены к мелкомасштабным (менее 1 км) ионосферным неоднородностям, которые возникают в возмущенной ионосфере.

Настоящая глава посвящена моделированию распространения волн ОНЧ диапазона в магнитоактивной плазме с системой случайных неоднородностей с повышенной концентрацией электронов, вытянутых вдоль внешнего магнитного поля, при параметрах активных ионосферных экспериментов, выполненных с помощью высокочастотного нагревного стенда «Сура» и спутника DEMETER [28; 43].

3.1 Постановка численного эксперимента

Численное моделирование выполнялось для установления особенностей распространения свистовых волн в магнитоактивной плазме с системами неоднородностей концентрации, вытянутых вдоль внешнего магнитного поля, с различными поперечными масштабами. Целью моделирования было подтверждение существования особых режимов волноводного распространения свистовых волн вдоль систем мелкомасштабных неоднородностей, и сравнение их свойств с крупномасштабными дактами плотности. Для получения наглядной физической картины использовалась модель однородных фоновой плазмы и внешнего магнитного поля. Поскольку используемый в расчетах метод FDTD является достаточно ресурсоемкой численной схемой, вместо трехмерного полноволнового моделирования выполнялось двумерное.

Величины концентрации невозмущенной плазмы ($N_{e0} = 2.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$) и индукции внешнего магнитного поля ($B_0 = 0.44$) выбирались с использованием модели ионосферы IRI [109] и модели магнитного поля Земли IGRF [110] для условий активного ионосферного эксперимента, выполненного с использованием спутника DEMETER и высокочастотного нагревного стенда «Сура» [28]. Частота электрон-ионных столкновений вычислялась с учетом электронной и ионной температур, взятых из модели IRI. Частота столкновений электронов с нейтральными частицами сорта α рассчитывалась по формуле

$$\nu_{e\alpha} = v_{Te} \Sigma_{e\alpha} N_{\alpha}, \quad (3.2)$$

где $v_{Te} [\text{см/с}] = 6.7 \cdot 10^7 \sqrt{T_e [\text{эВ}]}$ – тепловая скорость электронов. Сечения столкновений электронов с нейтральными частицами $\Sigma_{e\alpha}$ были взяты из справочных данных [111; 112]. Значения концентрации различных сортов нейтральных частиц N_{α} были определены с использованием модели NRLMSISE-00 [113]. На высоте 700 км в среднеширотной ночной ионосфере электрон-ионные столкновения происходят примерно в 100 раз чаще, чем столкновения электронов с нейтральными частицами (таблица 3.1), поэтому последними можно пренебречь.

Геометрия расчетной области, использованная при моделировании, представлена на рисунке 3.1. Система мелкомасштабных неоднородностей задавалась как набор каналов с повышенным на 10 – 20% относительно фона значением концентрации плазмы и со случайным поперечным размером, который лежал в интервале от 100 м до 1 км. Профиль системы неоднородностей задавался постоянным вдоль магнитного поля за исключением переходной

области вблизи торца, размер которой значительно превосходил ширину отдельных неоднородностей и длину падающих волн. Полная ширина возмущенной области составляла 4 км, таким образом система неоднородностей могла включать в себя до нескольких десятков отдельных каналов. Пучок свистовых волн с шириной 5 км излучался на частоте 18 кГц под углом к внешнему магнитному полю и подсвечивал торец системы неоднородностей. Размеры расчетной области составляли не менее 100 км вдоль внешнего магнитного поля и не менее 10 км поперек поля. Для расчетов использовалась численная схема, описанная в разделе 1.3. В соответствии с принятыми обозначениями, ось z направлялась вдоль внешнего магнитного поля \mathbf{B}_0 , ось x – перпендикулярно полю. Поскольку моделирование было двумерным, от координаты y ни одна из переменных, задействованных в расчете, не зависела.

В данной главе результаты расчетов приводятся в системе единиц СИ, удобной для сопоставления с геофизическими натурными данными.

Таблица 3.1: Сечения (Σ) и частоты (ν) столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами в верхней ночной среднеширотной ионосфере.

сорт частиц	N (см ⁻³)	Σ (см ²)	ν_e (с ⁻¹)
ионы	$2.4 \cdot 10^4$	$8.5 \cdot 10^{-12}$	5
H	$1.2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-16}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$
He	$3.7 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^{-15}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$
O	$1.4 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^{-16}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$

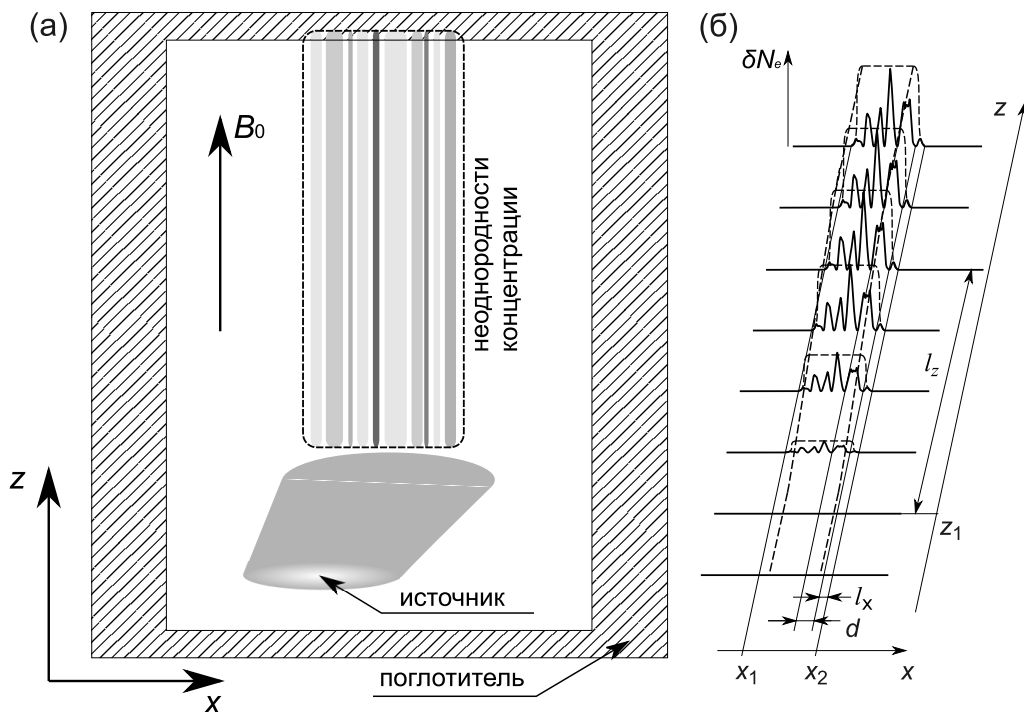


Рис. 3.1: (а) – схема численного эксперимента, (б) – структура системы неоднородностей

Система неоднородностей концентрации задавалась следующим образом:

$$\delta N_e = N_m G(x) R[l_z, z - z_0] R[l_x; x - x_1] R[l_x; x_2 - x], \quad (3.3)$$

где $\delta N_e = N_e - N_{e0}$ – отличие концентрации от фонового значения, $x_1 = -2$ км, $x_2 = 2$ км – границы системы неоднородностей поперек \mathbf{B}_0 , $z_1 = 3.5$ км – координата границы системы неоднородностей вдоль \mathbf{B}_0 , функция $R[l, \xi]$ описывает плавные границы системы неоднородностей:

$$R[l, \xi] = \begin{cases} 0, & \xi < 0 \\ \frac{1}{2} (1 - \cos \frac{\pi \xi}{l}), & 0 \leq \xi < l \\ 1, & l \leq \xi \end{cases} \quad (3.4)$$

$l_z = 5$ км – длина переходной области вдоль \mathbf{B}_0 , внутри которой глубина неоднородностей нарастает от нуля до максимального значения, $l_x = 0.5$ – ширина границы системы неоднородностей поперек \mathbf{B}_0 . Функция $G(x)$ описывает профиль системы неоднородностей концентрации поперек \mathbf{B}_0 , величина N_m определяет уровень возмущений концентрации δN_e .

Профиль системы случайных неоднородностей синтезировался следующим образом. Сначала генерировался белый шум $\zeta(x)$. Затем к нему применялся полосовой фильтр вида

$$\kappa(x) = \text{BPF}[2d_{min}, 2d_{max}; \zeta(x)] \quad (3.5)$$

с целью выбора периодов, лежащих в интервале $[2d_{min}, 2d_{max}]$; параметры d_{min} и d_{max} выбрали в интервале от 100 м до 1 км. Наконец, профиль случайных неоднородностей задавался в следующем виде:

$$G(x) = \kappa^2(x) = \text{BPF}[2d_{min}, 2d_{max}; \zeta(x)]^2 \quad (3.6)$$

Данная процедура порождает набор случайных неоднородностей с положительным знаком, поперечные размеры которых лежат в интервале $d_{min} < d < d_{max}$. Амплитуда шума $\zeta(x)$ выбиралась таким образом, чтобы обеспечить выполнение равенства $\langle G(x) \rangle = 1/2$, где угловые скобки обозначают усреднение по пространственной координате на масштабе нескольких поперечных размеров неоднородностей. В этом случае средняя величина возмущений концентрации внутри системы неоднородностей составляет $\langle \delta N_e \rangle = N_m/2$, а величина N_m имеет смысл характерного уровня возмущения концентрации в отдельных неоднородностях.

Пробные волны возбуждаются внешним током с плотностью \mathbf{j}_{ext} , пространственное распределение которого соответствует антенне бегущей волны

$$\mathbf{j}_{ext}(x, z, t) = \text{Re}[\mathbf{j}_k \exp(2\pi i f t - i k_x x - i k_z z)] J(x, z) \Theta(t), \quad (3.7)$$

где вектор \mathbf{j}_k – плотность тока поляризации свистовой волны с волновым вектором \mathbf{k} , орт \mathbf{y}_0 направлен вдоль оси y ; $\Theta(t) = \text{th}^2(t/T_s)$ – функция, описывающая плавное включение источника, $T_s = (2\pi f)^{-1}$ – время включения источника. Частота излучения составляла $f = 18$ кГц

($\lambda_0 \simeq 17$ км – длина волны в вакууме). Плавная огибающая источника $J(x, z)$ задавалась в виде Гауссова профиля:

$$J(x, y) = \exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{W_x}\right)^2\right) \exp\left(-\left(\frac{z-z_0}{W_z}\right)^2\right) \quad (3.8)$$

Размеры источника равнялись $2W_z = 1.3$ км вдоль внешнего магнитного поля \mathbf{B}_0 и $2W_x = 5$ км поперек, что сопоставимо с длиной возбуждаемых косых свистовых волн, которая составляет около 1.5 км. Угол между \mathbf{k} и \mathbf{B}_0 (\mathbf{v}_g и \mathbf{B}_0) был равен $\theta_k \simeq 36^\circ$ ($\theta_g \simeq 12^\circ$). Амплитуда $|\mathbf{j}_k|$ выбиралась таким образом, чтобы интенсивность возбуждаемых волн оказывалась близка к наблюдавшейся в натурном эксперименте [28].

Параметрами численной схемы являются величины шага пространственной сетки (Δx , Δz) и шаг по времени Δt , которые должны определяться исходя из постановки конкретной задачи. Благодаря развернутому характеру поверхности волновых векторов, показатель преломления волн резонансного конуса, возбуждавшихся за счет рассеяния на неоднородностях, превышал $q \gtrsim 400$ ($k_x \gtrsim 150$ км $^{-1}$ на частоте 18 кГц). С другой стороны, в эксперименте заведомо не возбуждались волны с волновыми числами $p > 20$ ($k_z > 7.5$ км $^{-1}$). Характерные поперечные размеры неоднородностей составляли 100 м и более. Поэтому использовалась сильно анизотропная пространственная сетка с $\Delta x = 1.25$ м и $\Delta z = 87$ м. Шаг по времени был выбран исходя из условия Куранта (1.34) $\Delta t = 3.75$ нс, что значительно меньше периода колебаний электромагнитного поля, $f^{-1} \simeq 55$ мкс.

3.2 Результаты численного моделирования

Расчеты были выполнены для систем неоднородностей с поперечными размерами (1) $100\text{ м} < d < 300\text{ м}$, (2) $600\text{ м} < d < 1\text{ км}$ и (3) $d \sim 2\text{ км}$. Для каждого из диапазонов поперечных размеров выполнялось несколько расчетов с различными реализациями поперечных профилей концентрации плазмы. В ходе численных экспериментов определялась динамика всех шести компонент электромагнитного поля во времени и пространстве, что позволяло строить пространственный спектр (\mathbf{k} – спектр) каждой из компонент, а также производить расчет вектора Пойнтинга. Моделирование было выполнено для следующего набора значений параметров $f_p = 1.4$ МГц, $f_{ce} = 1.2$ МГц, $f = 18$ кГц и $\nu = 5\text{ с}^{-1}$. Средняя величина возмущений концентрации внутри системы неоднородностей составляла $\langle \delta N_e \rangle = 0.1 N_{e0}$.

Пространственные вариации модуля комплексных амплитуд электрического и магнитного полей в присутствии неоднородностей с поперечными размерами $d \sim 100 - 300$ м представлены на рисунке 3.2. Распределение компонент волнового поля включает (1) пучок падающих волн, (2) пучок отраженных волн, (3) рассеянные и захваченные свистовые волны. Падающие и отраженные волны, обозначенные буквами «А» и «В», соответственно, могут быть

определены по углу между направлением распространения и внешним магнитным полем \mathbf{B}_0 , который больше углов под которыми распространяются квазиэлектростатические волны «С» и захваченные волны «D». Часть энергии электромагнитного поля отражается от неоднородностей и распространяется под углом 12° к \mathbf{B}_0 , равному углу падения. Другая часть энергии падающей волны преобразуется в квазиэлектростатические волны «С» и захваченные волны «D», распространяющиеся вдоль неоднородностей.

Не захватываемые неоднородностями волны резонансного конуса излучения могут быть идентифицированы благодаря свойствам поляризации. На рис. 3.2 их компоненты электрического поля E_x и E_z образуют множественные V-образные структуры, которые возникают на градиентах плотности и направлены под углом, резонансного конуса излучения $\theta_R \simeq 1.1^\circ$ относительно \mathbf{B}_0 . Электрическое поле таких волн почти параллельно волновому вектору и перпендикулярно вектору групповой скорости. На низкой частоте $f = 18 \text{ кГц} \ll f_{ce} = 1.2 \text{ МГц}$, угол резонансного конуса θ_R относительно \mathbf{B}_0 мал, вследствие чего перпендикулярная к \mathbf{B}_0 компонента E_x оказывается максимальной. Соотношение амплитуд E_x и E_z хорошо соответствует теории: $|E_z|/|E_x| \sim 1/50 \sim k_z/k_x$. Также видно, что волны резонансного конуса излучения возбуждаются, в основном, в области падения волнового пучка на торец системы неоднородностей за счет рассеяния на градиентах концентрации.

Распространение захваченных свистовых волн электромагнитного типа вдоль системы мелкомасштабных неоднородностей видно на картах амплитуд B_x , B_y и E_y компонент. Общее увеличение амплитуды волнового поля, наблюдаемое в области, занятой неоднородностями концентрации, свидетельствует о волноводном распространении. Свистовые волны локализованы внутри возмущенной области, их масштаб спада в направлении поперек внешнего магнитного поля за границей неоднородностей $x = \pm 2 \text{ км}$ составляет всего лишь несколько сотен метров. На фоне общего увеличения амплитуды видна пространственная модуляция интенсивности волнового поля. В частности, пульсации амплитуды B_y компоненты коррелируют с мелкомасштабной структурой неоднородностей. Подобная модуляция присутствует в пространственном распределении амплитуды E_x компоненты захваченной волны, однако она маскируется интенсивными полями волн резонансного конуса излучения. Следует подчеркнуть, что данный вид пространственной модуляции отличается от структуры поля волн резонансного конуса, поскольку области увеличенной амплитуды ориентированы строго вдоль внешнего магнитного поля (см. распределения амплитуд B_x и B_z компонент на рис. 3.2).

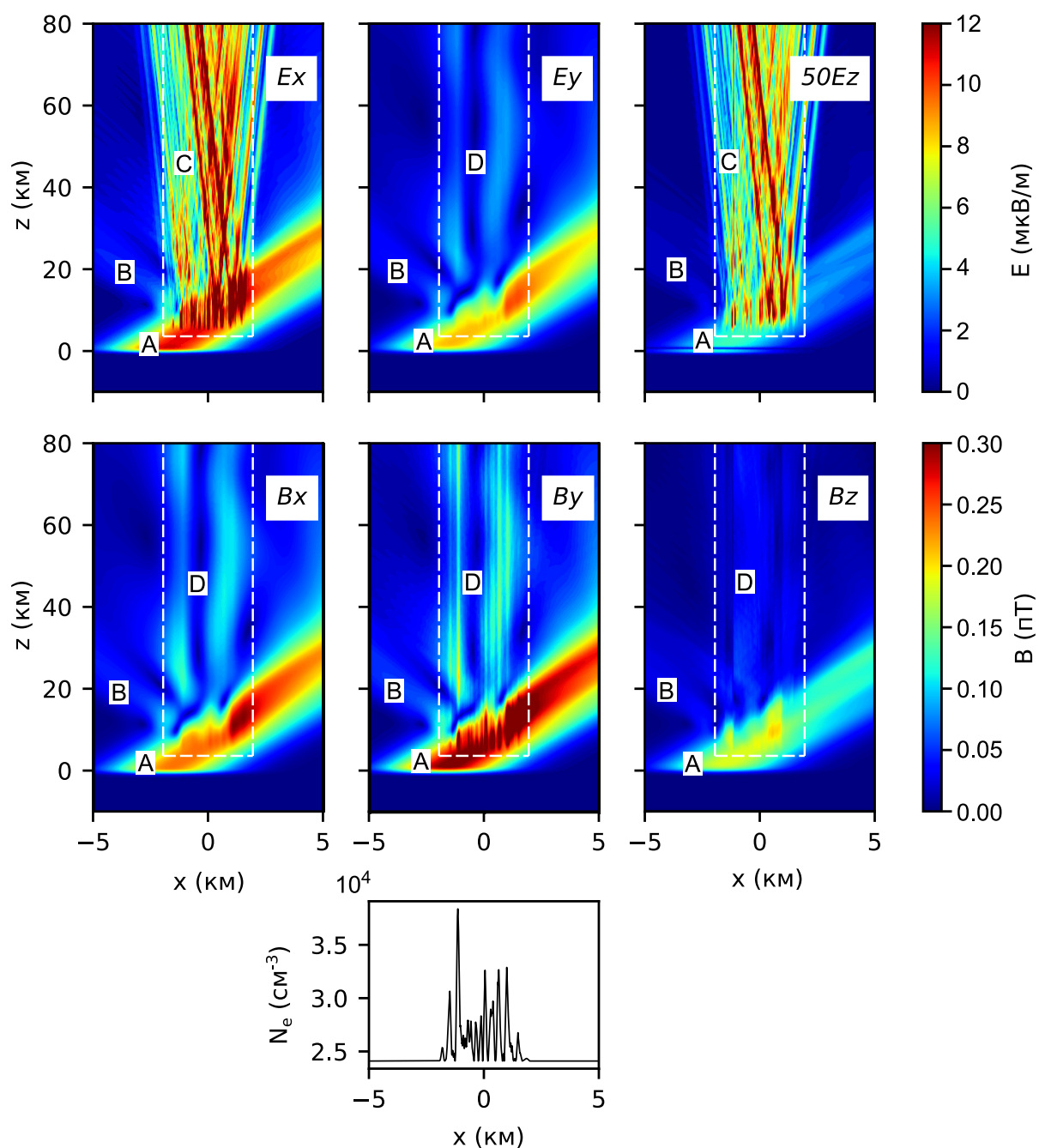


Рис. 3.2: Пространственное распределение модулей комплексных амплитуд компонент электромагнитного поля, рассчитанного в ходе эксперимента с неоднородностями с поперечными размерами $150 < d < 300$ м (профиль концентрации $N_e(x)$ поперек внешнего магнитного поля приведен на панели внизу). Амплитуда E_z компоненты поля увеличена в 50 раз. Буквами обозначены: «А» – падающая волна, «В» – отраженная волна, «С» – волны резонансного конуса излучения, «D» – захваченные свистовые волны. Пунктиром отмечены границы возмущенной области.

Рисунок 3.3 демонстрирует результаты расчета, полученные для систем неоднородностей с поперечными размерами $d \sim 600 \text{ м} - 1 \text{ км}$. Наблюдаются та же качественная картина, что и в предыдущем случае: падающая волна частично трансформируется в неканализуемые волны резонансного конуса излучения и волны, распространяющиеся вдоль системы неоднородностей. В то же время, интенсивность квазиэлектростатических волн существенно ниже за счет того, что градиенты концентрации в этом случае являются более плавными. Пространственная модуляция захваченных волн видна более отчетливо, поскольку расстояние между неоднородностями больше. Более того, наблюдается интерференционная картина с узлами и пучностями (см. B_x , B_y и E_y компоненты), что свидетельствует о проявлении волноводных свойств отдельных неоднородностей при непрерывном обмене энергией между ними.

Разделение по типам волн подтверждается спектральным анализом. На рисунке 3.4 приведены пространственные (\mathbf{k}) спектры E_x и B_x компонент комплексных амплитуд волнового поля. Также на рисунке приведены теоретические поверхности волновых векторов свистовых волн, распространяющихся в однородной плазме с концентрацией N_{e0} (1) и в плазме, концентрация которой равна среднему значению концентрации внутри системы неоднородностей $N_{e0} + N_m/2$ (2). Спектр построен по области $z > 2$, не содержащей источника пробной волны.

Каждой из составляющих пространственного спектра можно дать теоретическое объяснение. Спектры падающей и отраженная волны лежат на участках поверхности волновых векторов (1), соответствующих косым свистовым волнам в фоновой плазме. Наиболее интенсивный пик соответствует падающей волне (А), менее интенсивный – отраженной (В). Волны резонансного конуса (С) видны в спектре электрической компоненты поля и не видны в спектре магнитной; их спектральные пики лежат между поверхностями волновых векторов (1) и (2). Это, по всей видимости, связано с тем, что они распространяются как в области невозмущенной плазмы так и внутри системы волновых векторов в неканализованном режиме. Наиболее заметными являются каналированные волны, распространяющиеся вдоль систем неоднородностей (D). Как в спектре электрической компоненты, так и в спектре магнитной, наблюдаются два симметричных спектральных пика, расположенных между поверхностями волновых векторов (1) и (2). Эти пики четко отделены от пиков падающей и отраженной волн. В целом, спектр волновых чисел каналлируемых волн оказывается внутри интервала

$$K_{L0} \leq k_z \leq K'_L, \quad (3.9)$$

ограниченного значениями волнового числа продольной свистовой волны в фоновой плазме (K_{L0}) и плазме, концентрация которой равна $N'_e = N_{e0} + N_m/2$ (K'_L).

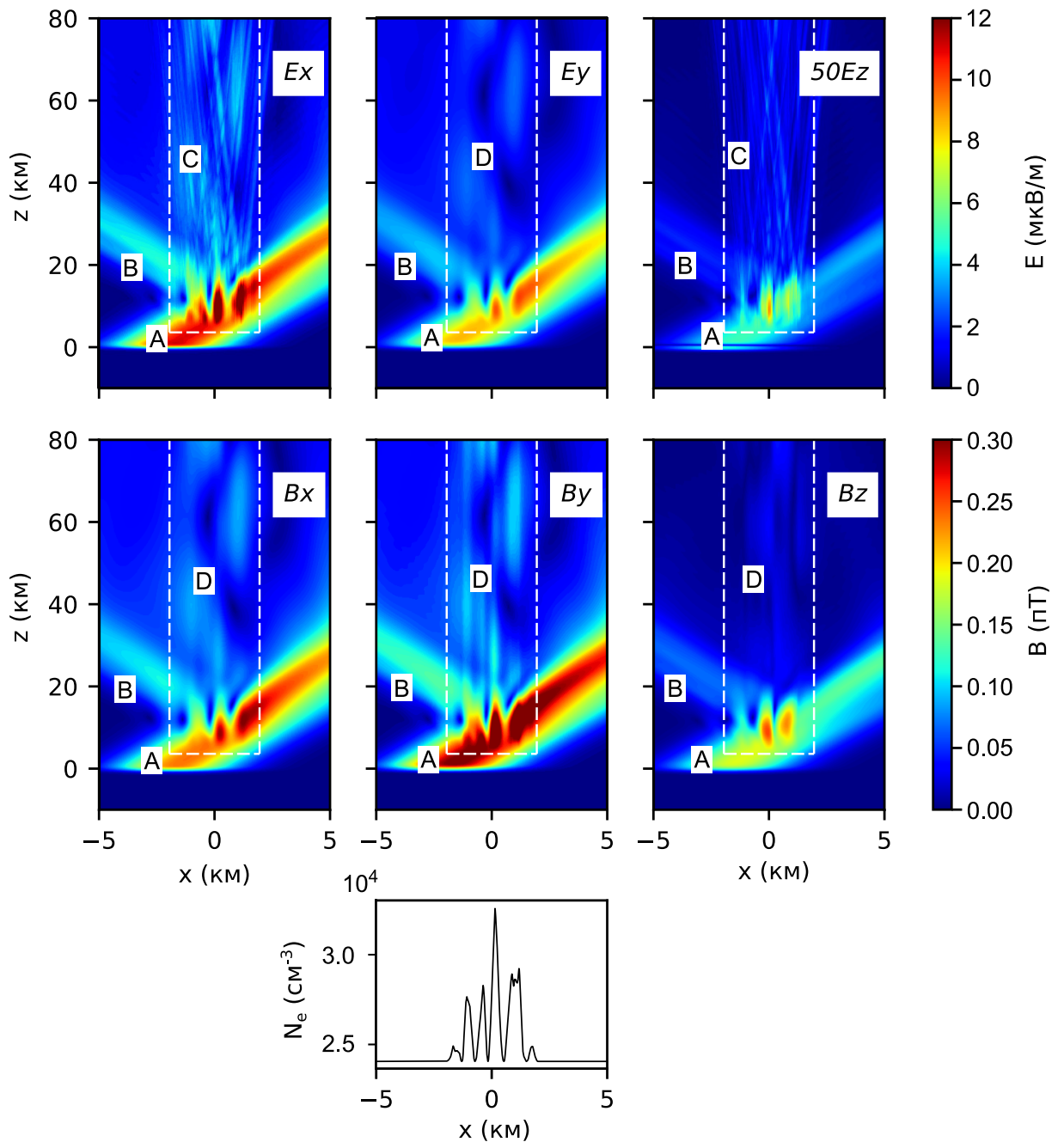


Рис. 3.3: Пространственное распределение модулей комплексных амплитуд компонент электромагнитного поля, рассчитанного в ходе эксперимента с неоднородностями с поперечными размерами $600 < d < 1000$ м (профиль концентрации $N_e(x)$ поперек внешнего магнитного поля приведен на панели внизу). Амплитуда E_z компоненты поля увеличена в 50 раз. Буквами обозначены: «А» – падающая волна, «В» – отраженная волна, «С» – волны резонансного конуса излучения, «D» – захваченные свистовые волны. Пунктиром отмечены границы возмущенной области.

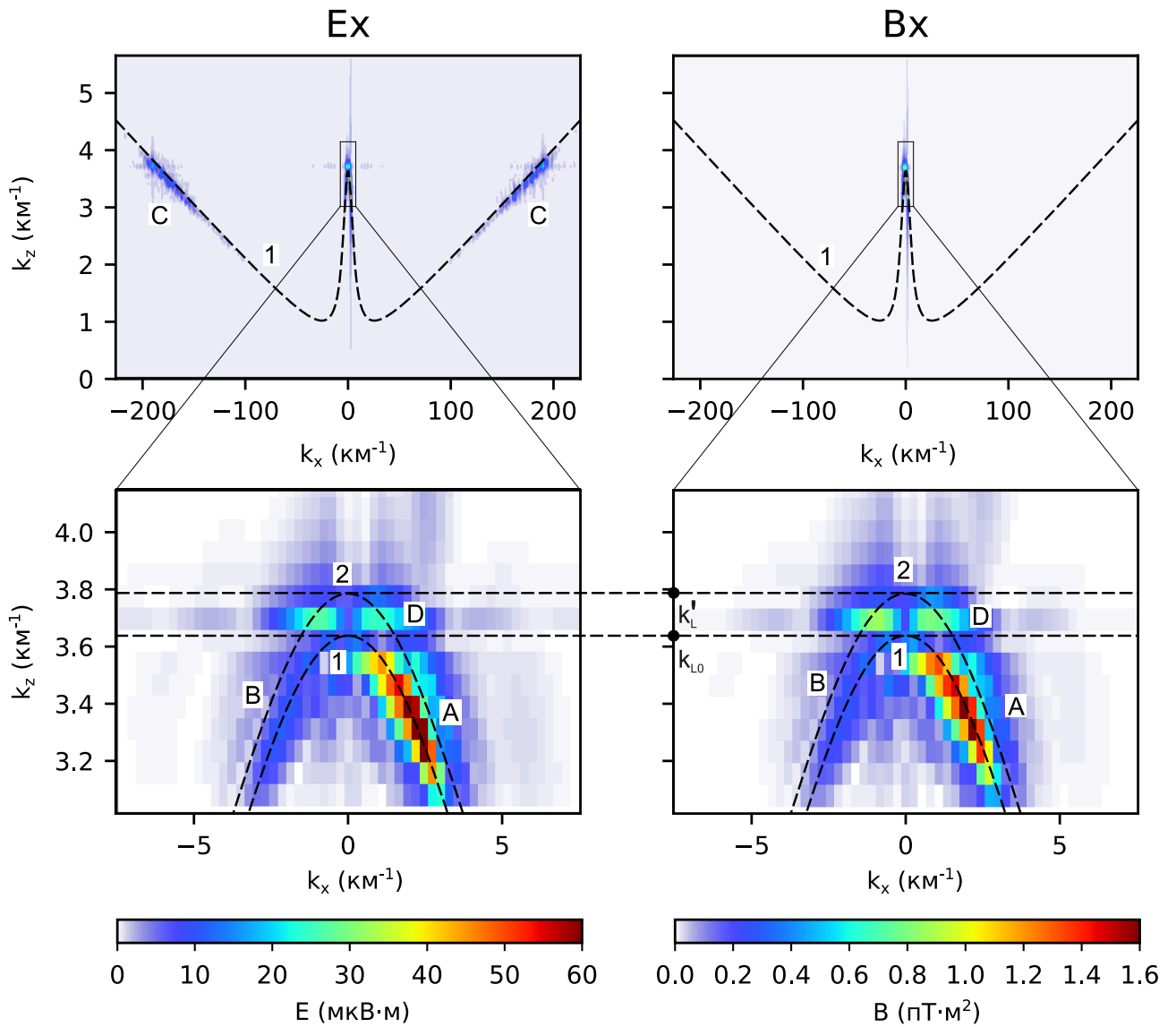


Рис. 3.4: Пространственные спектры комплексных амплитуд E_x и B_x компонент электромагнитного поля, соответствующие результатам эксперимента, представленным на рис. 3.2. Нижние панели – участки спектра, соответствующие квазипродольным волнам в подробном масштабе. Буквами обозначены участки спектра, соответствующие: «А» – падающей волне, «В» – отраженной волне, «С» – волнам резонансного конуса излучения, «D» – захваченным волнам. Пунктиром показаны поверхности волновых векторов, соответствующие фоновой плазме с концентрацией N_e , и плазме с концентрацией $N_e + N_m/2$. Интервал, заключенный между волновыми числами продольных свистовых волн $[K_{L0}, K_{L'}]$, отмечен горизонтальным пунктиром.

Поляризаационных свойства захваченных волн, а также переносимая им энергия также представляют интерес. Прямое вычисление этих величин невозможно из-за присутствия волн резонансного конуса излучения. Однако, благодаря хорошему разделению в спектральной области, поля квазиэлектростатических волн можно убрать из результатов расчета путем их пространственной фильтрации. Для этого был использован цифровой фильтр Баттерворта второго порядка с граничной частотой $k_{x,band} = 100k_0$, где $k_0 = 2\pi f/c = 0.375 \text{ км}^{-1}$ – волновой вектор излучения на частоте 18 кГц в вакууме. Процедура фильтрации проводилась дважды в прямом (по переменной x) и обратном (по переменной $-x$) направлении, что позволило скомпенсировать дисперсию фильтра. Результат применения фильтра приведен на рис. 3.5.

Процедура фильтрации, в свою очередь, позволяет вычислить зависимость мощности, переносимой захваченными волнами через поперечное сечение системы неоднородностей ($\Pi_D(z)$), от продольной координаты и сделать вывод о реализации волноводного режима распространения. Поскольку поля захваченных волн простираются за пределы системы неоднородностей, интегрирование потока энергии ($S_{D,z}(x, z)$) производится по более широкому интервалу, чем поперечное сечение системы:

$$\Pi_D(z) = \int_{-2.5 \text{ км}}^{2.5 \text{ км}} S_{D,z}(x, z) dx \quad (3.10)$$

Результат интегрирования приведен на рис. 3.5 в. Красная кривая соответствует полю, подвергнутому процедуре фильтрации, синяя кривая – результату расчета без обработки. Данные кривые практически совпадают. Действительно, полная мощность, переносимая через поперечное сечение дакта, складывается из мощности захваченных волн Π_D , мощности квазиэлектростатических волн Π_{es} и интерференционного члена Π_{int}

$$\Pi = \Pi_D + \Pi_{cr} + \Pi_{int} \quad (3.11)$$

Зависимость потока энергии вдоль магнитного поля свистовых волн с заданной частотой и фиксированным модулем комплексной амплитуды $|E_x|$ приведена на рис. 3.6. Видно, что продольные свистовые волны переносят энергию в 100 раз эффективнее, чем квазиэлектростатические волны резонансного конуса излучения. В свою очередь, в эксперименте амплитуда квазиэлектростатических рассеянных волн близка к амплитуде $|E_x|$ захваченных волн, что объясняет их доминирование с точки зрения переноса волновой энергии:

$$\Pi \simeq \Pi_D \gg \Pi_{cr}, \Pi_{int} \quad (3.12)$$

В соответствии с законом сохранения энергии, мощность, переносимая через поперечное сечение волновода должна быть постоянной либо медленно затухать. Поскольку волны, распространяющиеся вдоль дактов с повышенной концентрацией, могут быть только несобственными [101], поле внутри дакта должно экспоненциально затухать на масштабе, значительно превосходящем длину волны за счет радиационного затухания. В соответствии с

рисунком 3.2 (квази)волноводное распространение начинается при $z > 25$ км. Падающая и отраженная волны полностью покидают систему неоднородностей при $z > 30$ км. С этого момента зависимость $\Pi(z)$ выходит на практически постоянный уровень, продолжая медленно убывать.

Помимо радиационного затухания, можно предположить наличие еще одного механизма потерь связанного с наличием виртуального поглотителя. В идеальной ситуации, поля захваченных волн, простирающиеся за пределы системы неоднородностей, должны спадать по экспоненциальному закону. В условиях расчета они достигают поглотителя, за счет чего появляется поток энергии к нему. Столкновительные потери малы: в условиях верхней ионосферы волновой пакет свистовых волн успевает за время свободного пробега электрона переместиться на расстояние превышающее длину расчетной области. В любом случае, полученные результаты свидетельствуют о реализации механизма волноводного захвата свистовых волн системой неоднородностей с повышенной концентрацией плазмы, по крайней мере, в том смысле, в котором это утверждение верно для отдельных дактов с повышенной концентрацией плазмы.

Процедура фильтрации также позволяет определить поляризацию захваченных волн. На рис. 3.7 приведены годографы электрического и магнитного полей падающей и захваченной волн в плоскости x - y . Эллиптическая поляризация падающей волны соответствует косым свистовым волнам. Поляризация захваченных волн близка к круговой, что характерно для продольных свистовых волн. Отношение амплитуд электрического и магнитного полей также близко к показателю преломления продольных свистовых волн $c|\mathbf{B}|/|\mathbf{E}| \sim k_z/k_0 \sim 10$. Из всего вышесказанного следует вывод, что свойства захваченных волн соответствуют волнам, распространяющимся вдоль дактов с повышенной концентрацией плазмы с «простым» поперечным профилем.

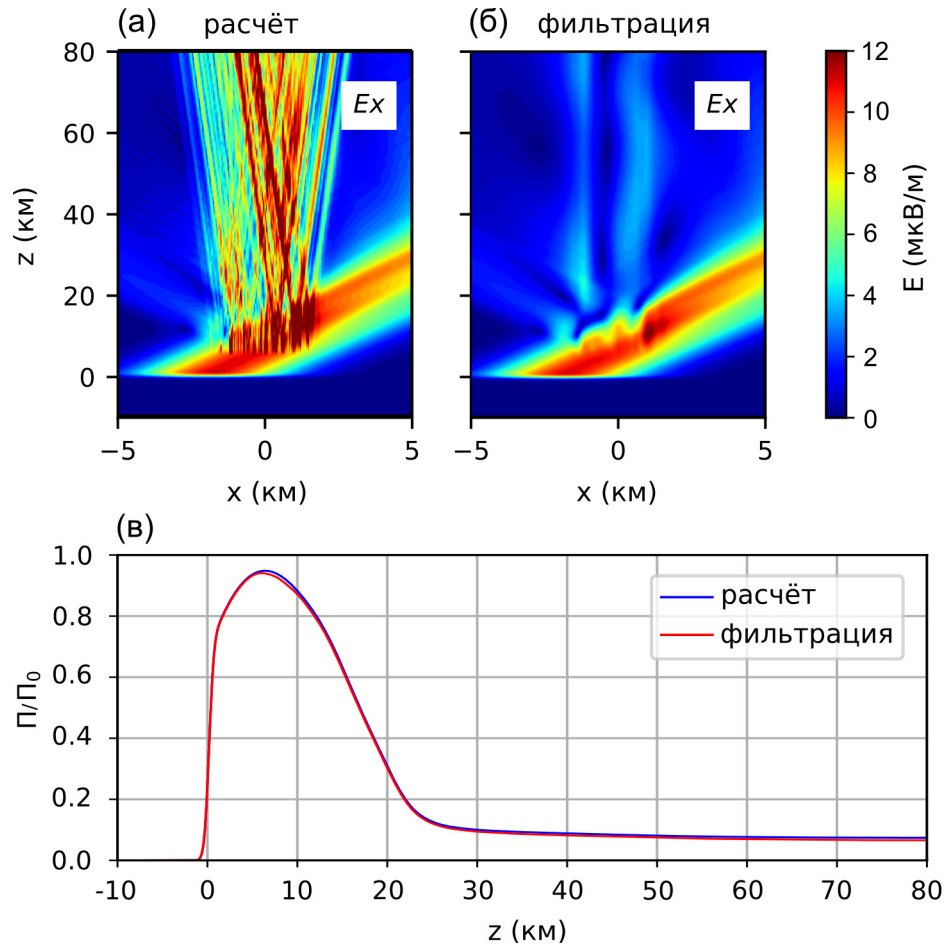


Рис. 3.5: Результат применения процедуры фильтрации к комплексной амплитуде E_x компоненты поля. (а) – Модуль исходной комплексной амплитуды, (б) – результат фильтрации, (в) – мощность, переносимая через поперечное сечение системы неоднородностей $[-2.5 \text{ км}, 2.5 \text{ км}]$. Красная кривая рассчитана для исходного поля, синяя – для результата фильтрации.

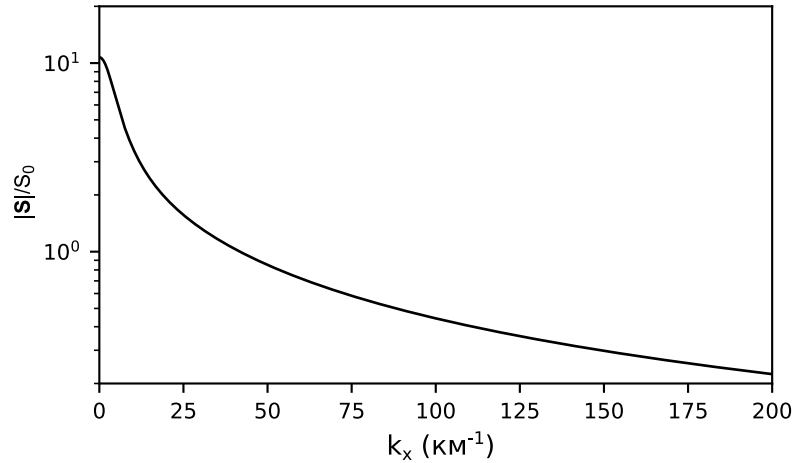


Рис. 3.6: Зависимость модуля вектора Пойнтинга от поперечной составляющей волнового вектора свистовой волны, построенная в предположении постоянства модуля комплексной амплитуды E_x компоненты электромагнитного поля для условий численного эксперимента. Кривая нормирована на S_0 – модуль вектора Пойнтинга в вакууме.

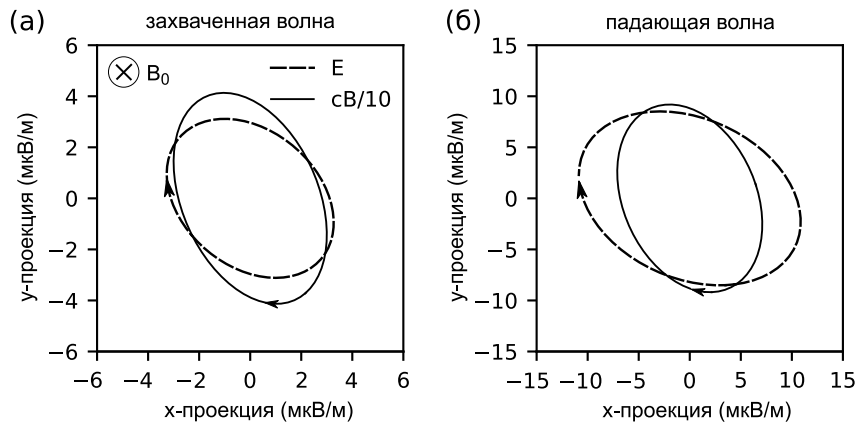


Рис. 3.7: Годографы векторов электромагнитного поля \mathbf{E} и $c\mathbf{B}$ в плоскости x - y , построенные для результатов расчета, соответствующих рис. 3.2. (а) – волна, захваченная системой неоднородностей в точке $z = 60$ км, $x = 500$ м. (б) – падающая волна в точке $z = 5$ км, $x = 500$ м. Перед построением выполнена процедура пространственной фильтрации.

Резюмируются полученные выше результаты, можно сделать вывод, что свойства волн, направляемых системами мелкомасштабных неоднородностей с повышенной концентрацией плазмы оказались подобны к свойствам несобственных мод дактов с простой поперечной структурой (см. раздел 1.1). В связи с этим возникает логичный вопрос о существовании связи между волноводными свойствами системы неоднородностей и дакта, поперечный профиль которого повторяет сглаженный профиль системы неоднородностей. На рисунке 3.8 сопоставляются результаты расчета распространения свистовых волн в присутствии системы неоднородностей с поперечными размерами $d \sim 100 - 300$ м и расчета распространения волны вдоль дакта плотности профиль которого получен путем сглаживания профиля исходной системы на масштабе 1 км. Видно, что структуры полей захваченных волн в обоих случаях практически совпадают. Пространственные спектры также совпадают с высокой точностью (рис. 3.9). Единственной спецификой системы «узких» неоднородностей, проявившейся в данном эксперименте, является возбуждение квазиэлектростатических волн за счет рассеяния на градиенте концентрации плазмы. Другими словами, волновод, состоящий из мелких неровностей, можно заменить на эквивалентный волновод со сглаженным профилем плотности.

Рисунок 3.8 демонстрирует еще одну важную особенность: дакт со сглаженным профилем состоит из двух дактов, разделенных «барьером» высотой в половину максимального уровня возмущения концентрации. При этом излучение распространяется практически независимо вдоль каждой из неоднородностей – в этом случае реализуется режим независимого распространения.

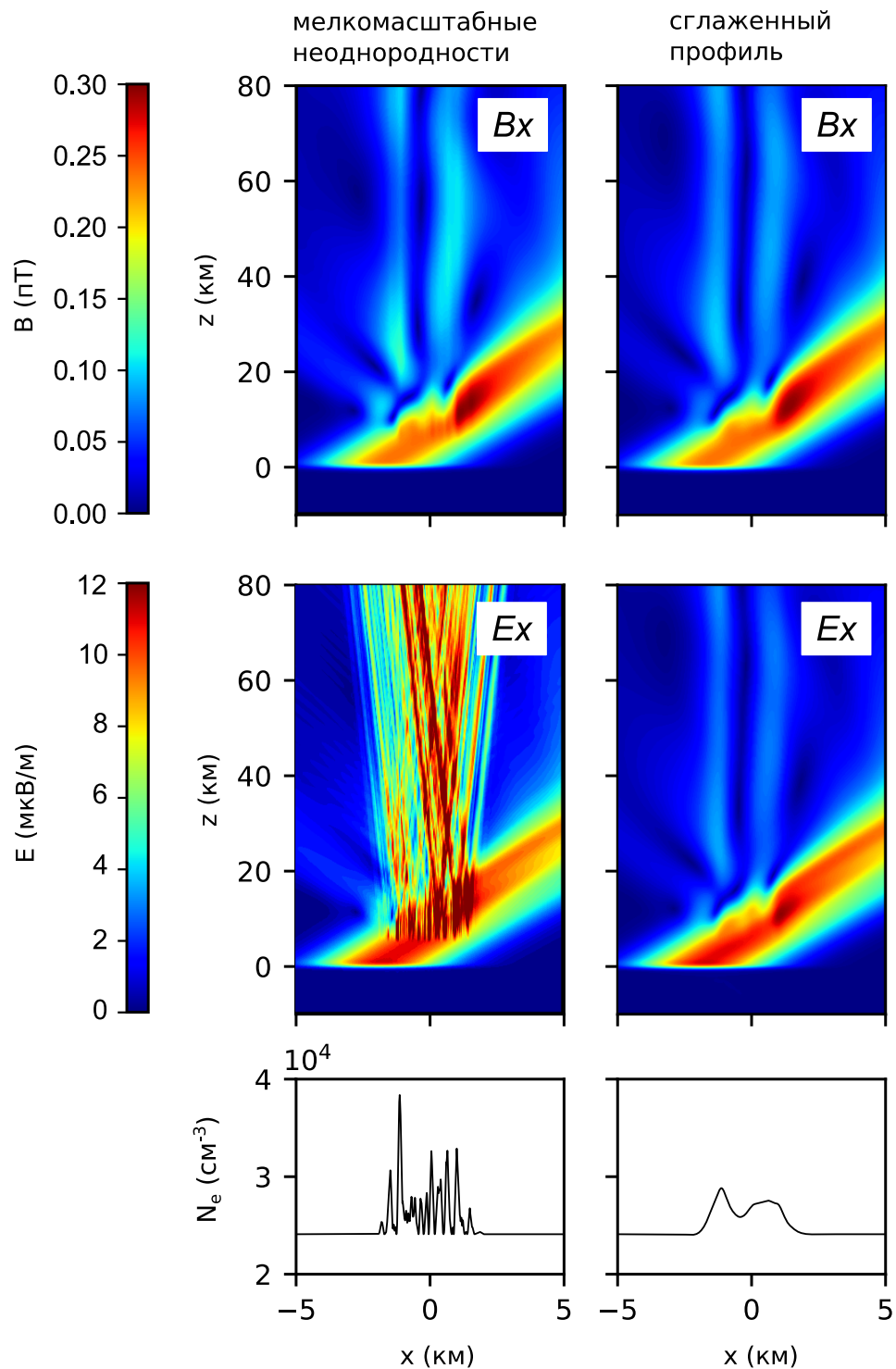


Рис. 3.8: Модули комплексных амплитуд E_x и B_x компонент электромагнитного поля в численном эксперименте с системой неоднородностей с поперечным размером $100\text{ м} < d < 300\text{ м}$ (левые панели) в сравнении с результатами, рассчитанными для дакта, профиль которого построен путем сглаживания профиля системы неоднородностей с характерным масштабом 1.5 км .

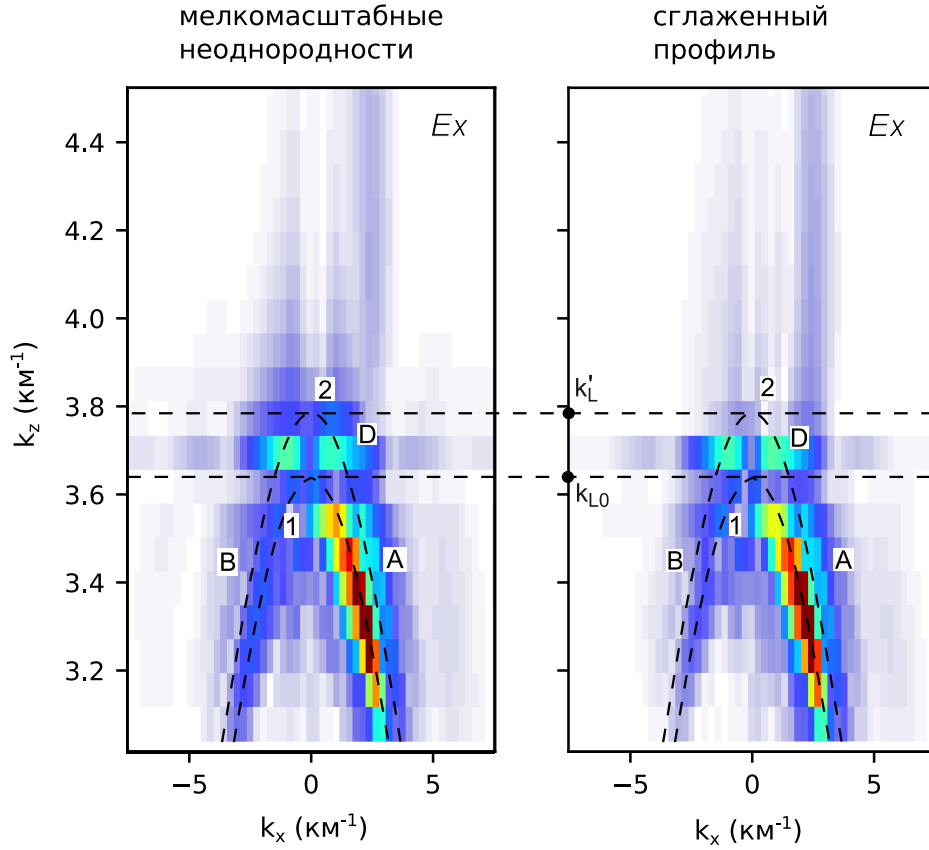


Рис. 3.9: Пространственные спектры комплексных амплитуд E_x компоненты электромагнитного поля. Левая панель соответствует результату эксперимента с неоднородностями $100\text{ м} < d < 300\text{ м}$, правая – эксперименту с дактом со сглаженным профилем. Буквами обозначены участки спектра, соответствующие: «А» – падающей волне, «В» – отраженной волне, «С» – волнам резонансного конуса излучения, «D» – захваченным волнам. Пунктиром показаны поверхности волновых векторов, соответствующие фоновой плазме с концентрацией N_e , и плазме с концентрацией $N_e + N_m/2$. Интервал, заключенный между волновыми числами продольных свистовых волн $[K_{L0}, K'_L]$, отмечен горизонтальным пунктиром.

3.3 Обсуждение результатов

Исходя из результатов численных экспериментов, можно сделать вывод о существовании как минимум трех характерных режимов распространения свистовых волн вдоль систем неоднородностей концентрации. В случае достаточно широких неоднородностей, излучение распространяется вдоль каждой из них независимо. Достаточно узкие и плотно расположенные неоднородности по своим волноводным свойствам (диапазон волновых чисел и поляризация захваченных волн) схожи с широкими дактами. Системы неоднородностей с промежуточным масштабом обеспечивают реализацию режима «связанных волноводов». Ключевым фактором, который, по всей видимости, определяет реализацию того или иного режима является отношение между характерным размером неоднородности (d) и масштабом локализации волн, направляемых неоднородностями по отдельности (δ).

Согласно имеющимся представлениям каналы с повышенной концентрацией плазмы обеспечивают волноводное распространение волн, продольные волновые числа которых (p) лежат в интервале (3.9). Волноводные моды в этом случае являются несобственными: поле снаружи от волноведущей структуры представляет собой суперпозицию неоднородной волны и квазиэлектростатической волны резонансного конуса излучения, уносящей энергию от волновода. Неоднородные волны ослабляются в направлении поперек магнитного поля по закону $\mathbf{E}, \mathbf{B} \propto \exp(-|x|/\delta)$. В случае малых возмущений концентрации $\delta N_e \ll N_{e0}$ величина δ может быть рассчитана с использованием простого приближенного выражения [50; 51; 114]:

$$\delta \simeq \frac{1}{2k_0 \sqrt{P_0(\text{Re}p - P_0)}} \quad (3.13)$$

Исследуем зависимость спектра волновых чисел волноводных мод уединенных неоднородностей от их ширины на качественном уровне. Для этого воспользуемся аналитическими решениями опубликованными в работе [114]. В работе рассмотрены двумерные дакты с резкими границами:

$$N_e(x) = \begin{cases} N_{e0}, & |x| < a \\ N'_e = N_{e0} + \delta N_e, & |x| > a \end{cases}, \quad (3.14)$$

кроме того рассмотрен трехмерный случай цилиндрических дактов:

$$N_e(\rho) = \begin{cases} N_{e0}, & |\rho| < a \\ N'_e = N_{e0} + \delta N_e, & |\rho| > a \end{cases}, \quad (3.15)$$

где ρ – радиальная координата в цилиндрической системе координат, ось которой направлена вдоль внешнего магнитного поля. Величины, отмеченные штрихом, характеризуют электродинамические параметры плазмы внутри дакта. Поле внутри плоского дакта представляет собой суперпозицию плоских волн с поперечными показателями преломления $\pm q'_1$ и $\pm q'_2$.

Поле снаружи дакта характеризуется постоянной ослабления неоднородной волны в направлении поперек дакта $s_1 = (k_0\delta)^{-1}$ и поперечным показателем преломления квазиэлектростатических волн q_2 . В условиях численного эксперимента указанные величины могут быть рассчитаны следующим образом:

$$\begin{aligned} s_1 &= \sqrt{p^2 - V_0^2/(p^2U)2}, & q'_1 &= \sqrt{V'^2/(p^2U)2 - p^2}, \\ q'_2 &= p\sqrt{V'U/(V' + U)}, & q_2 &= p\sqrt{V_0U/(V_0 + U)}, \end{aligned} \quad (3.16)$$

где V_0 , V' и U – параметры, значения которых определяются выражениями (1.3). Дисперсионное уравнение, описывающее четные (относительно E_x компоненты электромагнитного поля) моды двумерного дакта, в случае малого возмущения концентрации плазмы внутри неоднородности $\delta N_e/N_{e0}$ имеет вид:

$$[s_1 - q'_1 \operatorname{tg}(k_0 q'_1 a)] \left[1 - i \frac{V q'_2}{V' q_2} \operatorname{tg}(k_0 q'_2 a) \right] = - \frac{V_0}{\sqrt{V' + U} \sqrt[4]{U}} \left(\frac{V' - V_0}{V_0} \right)^2 \operatorname{tg}(k_0 q'_2 a) \quad (3.17)$$

Дисперсионное уравнение, соответствующее нечетным модам, может быть получено из (3.17) путем замены $\operatorname{tg} \rightarrow -\operatorname{ctg}$.

В работе [114] было показано, что в для сколь угодно узких дактов существует по крайней мере одна четная мода, остальные моды исчезают по мере стремления ширины дакта к нулю. Асимптотическое решение уравнения (3.17) в пределе $k_0 q' a \ll 1$ имеет вид:

$$p \simeq P_0 + \frac{(k_0 a)^2}{4} P_0^3 \chi^2 \left(1 - 2i k_0 a \frac{g^2 \sqrt[4]{U}}{\chi \varepsilon \sqrt{\varepsilon}} \frac{\delta N_e}{N_{e0}} \right), \quad (3.18)$$

где $\chi = 2 + g/\varepsilon \cdot \delta N_e/N_{e0}$. В пределе широких дактов асимптотические решения дисперсионного уравнения могут быть записаны в виде:

$$\operatorname{Re} p_n \simeq P' - \left(\frac{\varkappa_n}{2k_0 a \sqrt{P'}} \right)^2 \quad (3.19)$$

Четным модам соответствуют $\varkappa_n = \pi(n + 1/2)$, нечетным $\varkappa_n = \pi n$. Формальное условие применимости данного приближения: $\pi n \ll k_0 a P_0 \sqrt{\delta N_e/N_{e0}}$.

В трехмерном случае дисперсионное уравнение для моды с азимутальным индексом $m = 0, 1, 2, \dots$ имеет вид:

$$\begin{aligned} & \left[s_1 - q'_1 \frac{J_m(k_0 q'_1 a)}{J_{m-1}(k_0 q'_1 a)} \frac{K_{m-1}(k_0 s_1 a)}{K_m(k_0 s_1 a)} \right] \\ & \times \left[1 - \frac{V_0 q'_2}{V' q_2} \left(\frac{H_{m-1}^{(1)}(k_0 q_2 a)}{H_m^{(1)}(k_0 q_2 a)} + \frac{m}{k_0 q_2 a} \frac{V_0}{V_0 + U} \frac{\delta N_e}{N_{e0}} \right) \frac{J_m(k_0 q'_2 a)}{J_{m-1}(k_0 q'_2 a)} \right] \\ & = - \frac{V_0}{\sqrt{V' + U} \sqrt[4]{U}} \left(\frac{\delta N_e}{N_{e0}} \right)^2 \frac{K_{m-1}(k_0 s_1 a)}{K_m(k_0 s_1 a)} \frac{J_m(k_0 q'_2 a)}{J_{m-1}(k_0 q'_2 a)}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

J_m , K_m – функции Бесселя и Макдональда соответствующего порядка.

В пределе широкого дакта асимптотики решений (3.20) могут быть записаны в виде

$$\text{Re}p_{nm} = P' - \left(\frac{\mu_n^{(m)}}{2k_0 a \sqrt{P'}} \right)^2, \quad (3.21)$$

где m – азимутальный индекс моды, n – порядковый индекс, $\mu_n^{(m)}$ – n -й ноль функции Бесселя порядка m : $J_m(\mu_n^{(m)}) = 0$. Данная асимптотика применима для моды с индексами n и m при условии $k_0 a P' \sqrt{\delta N_e / N_{e0}} \ll \mu_n^{(n)}$

В трехмерном случае, также как и в двумерном, при любой сколь угодно малой ширине дакта существует по крайней мере одна несобственная (основная) мода, постоянная распространения которой равна

$$\text{Re}p \simeq P_0 + \frac{1}{1.7811 k_0 a \sqrt{P_0}} \exp\left(-\frac{2N_{e0}}{(P_0 k_0 a)^2 \delta N_e}\right) \quad (3.22)$$

В обоих случаях при стремлении толщины дакта к 0 постоянная распространения основной моды p стремится к показателю преломления свистовых волн в фоновой плазме ($p \rightarrow P_0$, при $a \rightarrow 0$). Масштаб ослабления неоднородной волны за пределами дакта, при этом, стремится к бесконечности $\delta \rightarrow \infty$.

В случае достаточно широких дактов, как плоских, так и цилиндрически, моды с низкими индексами характеризуются волновыми числами $p_{mn} \simeq P'$. При неограниченном возрастании параметра a , масштаб ослабления δ стремится к общему для всех мод минимальному значению, величина которого определяется возмущением концентрации и не зависит от геометрии дакта:

$$\delta \rightarrow \delta_{min} \simeq \frac{1}{2k_0 \sqrt{P_0(P' - P_0)}} \quad (3.23)$$

На рисунках 3.10 и 3.11 приведены зависимости нормированных волновых чисел ($\text{Re}p$) и масштабов локализации (δ) основных мод двух- и трехмерных дактов, рассчитанные для условий численного эксперимента. В двумерном случае переход от режима $\delta > d$ к режиму $\delta < d$ происходит при $\delta \sim 500$ м. При ширине дакта $d = 2$ км масштаб ослабления неоднородной составляющей основной моды оказывается практически на порядок меньше поперечного размера дакта. Результаты оценок соотносятся с результатами численных экспериментов и их качественной интерпретацией данной выше. Двухкилометровые неоднородности не обмениваются волновой энергией, неоднородности шириной 500 м – 1 км взаимодействуют в режиме связанных волноводов; в системах неоднородностей с поперечным размером 100 – 300 метров волноводные свойства отдельных каналов не проявляются. Следует подчеркнуть, что в последнем случае поля несобственных мод системы неоднородностей локализованы в поперечном направлении значительно лучше, чем поля волн, направляемых неоднородностями, взятыми по отдельности.

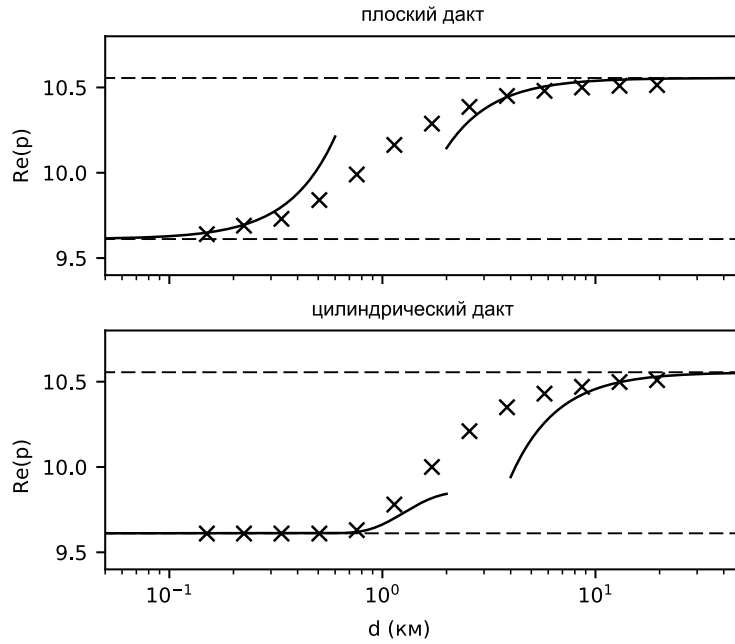


Рис. 3.10: Решения дисперсионных уравнений (3.17) (а) и (3.20) (б) в зависимости от ширины дактов $d = 2a$ для условий численного эксперимента. Сплошные кривые – асимптотики, крестики – корни, найденные с использованием метода Ньютона. Пунктирные линии соответствуют значениям P_0 и P' .

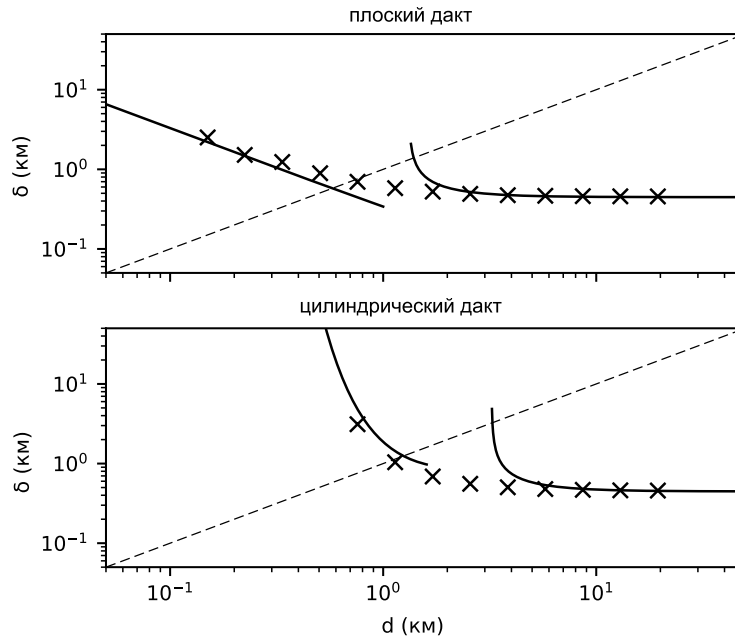


Рис. 3.11: Масштаб ослабления полей мод (3.13), направляемых двухмерным (а) и трехмерным цилиндрическим (б) дактами с повышенной концентрацией плазмы с резкими границами, в зависимости от ширины дактов $d = 2a$. Расчеты выполнены для условий численного эксперимента. Сплошные кривые – асимптотики, крестики соответствуют корням соответствующих дисперсионных уравнений (3.17, 3.20). Пунктир – прямая $\delta = d$.

Дисперсионные свойства уединенных двумерных и трехмерных цилиндрических дактов схожи. В соответствии с приведенной интерпретацией, наблюдаемые в двумерных экспериментах особенности распространения свистовых волн вдоль систем неоднородностей с разными поперечными масштабами должны сохраниться и в трехмерном случае. Отличие асимптотик (3.18) и (3.22) в случае узких неоднородностей не принципиально, поскольку такие неоднородности не проявляют индивидуальных волноводных свойств в составе систем неоднородностей.

3.4 Основные результаты главы

Исходя из результатов численного моделирования и аналитического рассмотрения, выполненного на качественном уровне, можно сделать вывод, о том что в магнитоактивной плазме системы неоднородностей с повышенной концентрацией электронов, вытянутые вдоль внешнего магнитного поля, при любом поперечном размере отдельных неоднородностей образуют плазменные волноводы для волн свистового диапазона частот. Характер распространения свистовых волн вдоль неоднородностей зависит от отношения между характерным поперечным размером неоднородностей d и критическим масштабом d_0 .

- Широкие неоднородности $d > d_0$ являются независимыми волноводами, поддерживающими распространение несобственных мод.
- Системы узких ($d \ll d_0$) неоднородностей, расположенных близко друг к другу, с точки зрения волноводных свойств подобны дактам, чьи поперечные профили повторяют профили исходных систем, сглаженных на масштабе d_0 .
- Группы неоднородностей с поперечными размерами $d \sim d_0$ поддерживают распространение волн в режиме «связанных волноводов». В этом случае излучение распространяется вдоль неоднородностей в волноводном режиме, но за счет перекрытия мод соседних неоднородностей между ними постоянно идет обмен волновой энергией.

Значение критического масштаба d_0 определяется параметрами фоновой плазмы, характерной величиной концентрации внутри отдельных неоднородностей и частотой излучения. В условиях активного эксперимента, выполненного с использованием стенда «Сура» и спутника DEMETER [28], значение критического масштаба для волн с частотой 18 кГц составляет около 1 км.

Распространение свистовых волн вдоль систем вытянутых неоднородностей с повышенной концентрацией сопровождается их пространственной модуляцией, имеющей двойственную природу. Во-первых, рассеяние свистовых волн на мелкомасштабных неоднородностях приводит к возбуждению квазиэлектростатических волн резонансного конуса излучения. Во-вторых, неоднородности с поперечными размерами $d \gtrsim d_0$, образуя независимые либо связанные волноводы, формируют пространственную структуру волнового поля, соответствующую интерференции их мод. Последний эффект может быть использован для волновой диагностики плазменных структур в ионосфере и магнитосфере.

Глава 4

Численное и лабораторное моделирование распространения свистовых волн в плазме с системами вытянутых неоднородностей с пониженной концентрацией

Неоднородности (или дакты) с пониженной по сравнению с фоновым значением концентрацией электронов возникают в областях околосредней плазмы, модифицированных воздействием мощного электромагнитного излучения; такие неоднородности могут служить волноводными каналами для свистовых волн. Дакты с пониженной концентрацией плазмы способны обеспечивать волноводное распространение волн конической рефракции на частотах ниже половинной гирочастоты электронов, а также квазипродольных свистовых волн из интервала $f_{ce}/2 < f < f_{ce}$ [52; 54]. В околосредней плазме волны конической рефракции либо близкие к ним косые свистовые волны могут возбуждаться бортовыми антеннами космических аппаратов [6; 7; 60], за счет рассеяния и трансформации в неоднородной плазме, а также при развитии свистовых неустойчивостей с участием энергичных частиц радиационных поясов Земли [115; 116]. Распространение свистовых волн вдоль уединенных дактов с пониженной концентрацией исследовалось теоретически [49; 50; 52; 55], а также в целенаправленных лабораторных экспериментах [50; 84]. Такие дакты используются в лабораторных экспериментах для уменьшения расходимости волн и повышения эффективности их нелинейного взаимодействия с плазмой [80; 81].

Вопрос о режимах распространения свистовых волн вдоль систем из многих неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы представляется очень важным. Во-первых, множественные мелкомасштабные неоднородности с размерами до 10–100 м поперек магнитного поля (англ. «striations») развиваются непосредственно в области КВ нагрева ионосферной плазмы [117–119], и, в принципе, могут оказывать влияние на прохождение КНЧ-ОНЧ излучения через нагретую область. Во-вторых, неоднородности с пониженной концентрацией

могут присутствовать в возмущениях верхней ионосферы, будучи элементами структуры искусственного ионосферного дакта над пятном нагрева [28]. Наконец, естественные мелкомасштабные неоднородности концентрации высокоширотной околосемной плазмы (англ. «spikelets» [120; 121]) могут оказывать влияние на распространение свистовых волн в авральной области.

В настоящей главе описываются результаты численного моделирования распространения свистовых волн вдоль систем неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы, вытянутых вдоль внешнего магнитного поля. Также приводятся результаты первых модельных лабораторных экспериментов по просвечиванию свистовыми волнами группами из неоднородностей с пониженной концентрацией.

4.1 Численное моделирование

4.1.1 Постановка численного эксперимента

Постановка эксперимента близка к описанной в главе 3. Для расчетов используется методика, описанная в разделе 1.3. Пучок свистовых волн падает на торец уединенной неоднородности либо системы неоднородностей концентрации, вытянутых вдоль внешнего магнитного поля. Слаборасходящиеся волновые пучки возбуждаются источниками типа антенн бегущей волны, описываемых выражениями вида (3.7). Поперечный профиль неоднородностей задается неизменным вдоль внешнего магнитного поля, за исключением ограниченной области в окрестности торца, в которой глубина неоднородностей плавно нарастает от нуля до максимального значения.

Расчеты, в основном, выполнялись в безразмерных параметрах. За единицу длины принималась длина волны излучения в вакууме $\lambda_0 = c/f$, за единицу времени принимался период пробной волны (f^{-1}); параметры фоновой плазмы выбирались равными

$$\begin{aligned} U &= \frac{f_{ce}^2}{f^2} = 169 \\ V &= \frac{f_p^2}{f^2} = 3025 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Согласно преобразованиям подобия [47], указанные значения соответствуют плазме среднеширотной вечерней ионосферы на высоте максимума концентрации F-слоя, где, согласно [122], может наблюдаться уменьшение концентрации плазмы при ее радиочастотном нагреве ($f = 85$ кГц, $N_e = 2.7 \cdot 10^5$ см $^{-3}$, $B_0 = 0.44$ Гс), либо условиям лабораторного эксперимента на стенде «Крот» ($f = 50$ МГц, $N_e = 10^{11}$ см $^{-3}$, $B_0 = 280$ Гс). Отдельный расчет был выполнен для условий натурального эксперимента, описанного в работе [28], с тем лишь отличием, что вместо неоднородностей повышенной концентрации (см. главу 3) задавались неоднородности с пониженной концентрацией плазмы.

В численных экспериментах моделировалось распространение волны вдоль уединенных неоднородностей (широких либо узких в масштабе длины волны в однородной плазме), а также вдоль систем периодических или случайных неоднородностей концентрации.

Уединенные неоднородности задавались выражениями вида

$$N_e(x, z) = N_{e0} \left[1 - \frac{\delta N_e}{N_{e0}} \Gamma(x) h(z) \right], \quad (4.2)$$

где N_{e0} – концентрация невозмущенной плазмы, а функция $\Gamma(x)$ описывает поперечный профиль неоднородности, и имеет следующий вид:

$$\Gamma(x) = \begin{cases} 1, & |x| < \frac{D}{2} - w \\ \frac{1}{2} [1 - \cos(\frac{\pi}{w} (\frac{D}{2} - |x|))] , & \frac{D}{2} - w \leq |x| < \frac{D}{2} \\ 0, & |x| \geq \frac{D}{2} \end{cases} \quad (4.3)$$

Параметр D определяет поперечную ширину дакта, w – толщина его границы. Функция $h(z)$ описывает продольную структуру дакта, и задается в виде

$$h(z) = \begin{cases} 0, & z \leq z_0 \\ \frac{1}{2} [1 - \cos(\pi \frac{z-z_0}{l})] , & z_0 < z < z_0 + l \\ 1, & z \geq z_0 + l \end{cases} \quad (4.4)$$

где z_0 – координата торца неоднородности, l – длина переходной области.

Периодические неоднородности описывались с помощью функций следующего вида:

$$N_e(x, z) = N_{e0} \left(1 - \frac{\delta N_e}{N_{e0}} \sin^2 \left(\frac{\pi x}{d} \right) G(x) h(z) \right) \quad (4.5)$$

Параметр d в (4.5) имеет смысл периода неоднородностей; $G(x)$ – плавная огибающая группы неоднородностей, которая задается в виде

$$G(x) = \begin{cases} \cos(\pi x/D), & |x| < D/2 \\ 0, & |x| \geq D/2 \end{cases} \quad (4.6)$$

где D – полная ширина системы неоднородностей. Нерегулярные неоднородности при моделировании задавались схожим образом, при этом профиль неоднородностей описывался выражением вида

$$N_e(x, z) = N_{e0} \left(1 - \frac{\delta N_e}{N_{e0}} g(x) \sin^2 \left(\frac{\pi x}{d} + \phi_0(x) \right) G(x) h(z) \right), \quad (4.7)$$

где ϕ_0 – фазовый шум, определяющий разброс поперечных размеров отдельных неоднородностей. Функция $g(x)$ выбиралась таким образом, чтобы ее среднее значение удовлетворяло следующему условию:

$$\langle g \rangle = \frac{1}{D} \int_{-D/2}^{D/2} g(x) dx = \frac{1}{2}, \quad (4.8)$$

Благодаря нормировке (4.8), величина δN_e в (4.7) имеет смысл характерной глубины неоднородностей в группе.

4.1.2 Результаты моделирования

Результат расчета распространения излучения вдоль широкого дакта с пониженной концентрацией плазмы представлен на рис. 4.2. Параметры, описывающие структуру дакта, имели следующие значения: $\delta N_e/N_{e0} = 0.075$, $D = 0.098\lambda_0$, $w = 0.036\lambda_0$, $z_0 = 1.24\lambda_0$, $l = 0.042$, продольная и поперечная составляющие волнового вектора падающей волны составляли $p = k_z/k_0 = 7.5$, $q = k_x/k_0 = 27$. Из рисунка видно, что падающая волна претерпевает рассеяние на торце дакта, в результате чего часть волновой энергии начинает распространяться вдоль неоднородности.

Отличительным свойством волноводного режима распространения излучения в отсутствие потерь является условие сохранения мощности, переносимой через поперечное сечение волновода, записываемое как

$$\Pi(z) = \int_{x_1}^{x_2} S_z(x, z) dx, \quad (4.9)$$

где x_1, x_2 – координаты границ волновода в поперечном сечении, S_z – продольная составляющая вектора Пойнтинга. Зависимость $\Pi(z)$ приведена на рис. 4.2 б. При $z < 4\lambda_0$ наблюдается монотонное спадание, связанное с тем, что не захваченное в неоднородность излучение покидает возмущенную область. При $z > 4\lambda_0$ наблюдается выход на постоянный уровень, что соответствует волноводному распространению.

Пространственный спектр, построенный по результатам расчетов, приведен на рис. 4.3. Спектр состоит из двух характерных участков, соответствующих пучку свистовых волн, распространяющихся в свободном пространстве, и волнам, захваченным в неоднородность. Различение типов волн было проведено за счет сопоставления спектров, полученных по разным участкам пространства и с использованием различных весовых функций. Так, амплитуда захваченных волн на рис. 4.2 была математически увеличена за счет применения весовой функции, усиливающей величину поля внутри возмущенной области

$$W(x) = \begin{cases} 1, & |x| > \frac{D}{2} \\ 6 + 5 \cos\left(\frac{2\pi x}{D}\right), & |x| < \frac{D}{2} \end{cases} \quad (4.10)$$

Применение весовой функции указанного вида не приводило к существенным искажениям структуры спектра, поскольку она является непрерывно дифференцируемой.

Участок спектра, соответствующий пучку излучаемых волн, лежит на поверхности волновых векторов однородной плазмы. Спектр захваченных волн близок к волнам конической рефракции, однако оказывается вне поверхности волновых векторов. Продольные волновые числа ($p = k_z/k_0$) захваченных волн лежат между продольными волновыми числами волн конической рефракции в фоновой плазме P_{c0} и в плазме, концентрация которой равна ми-

нимальному значению концентрации внутри дакта (P'_c),

$$P'_c \leq p \leq P_{c0}, \quad (4.11)$$

что соответствует теоретическим представлениям о собственных модах уединенных дактов пониженной плотности [50; 52].

На рис. 4.4 приведен результат расчета для случая узкого дакта. Ширина дакта составляла $D \simeq 0.01\lambda_0$, что было меньше как длины падающей волны, так и длины волн конической рефракции в поперечном направлении $\lambda_{cr} \sim \lambda_p = c/f_p \approx 0.018\lambda_0$. В данном случае также наблюдается захват излучения в неоднородность, при этом ширина области, в которой локализованы волны, направляемые дактом, превышает ширину дакта. Зависимость энергии, переносимой через поперечное сечение дакта, от продольной координаты аналогична предыдущему случаю с той лишь поправкой, что ширину поперечного сечения волновода в данном случае следует определять исходя из масштаба спада поля за пределами неоднородности.

Результаты расчета распространения волн при наличии системы узких неоднородностей с периодом $d = 0.0094\lambda_0$, максимальной глубиной $\delta N/N_{e0} = 0.2$ и шириной $D = 0.098\lambda_0$ приведены на рис. 4.5. При падении волны на систему неоднородностей происходит возбуждение волн, распространяющихся вдоль неоднородностей, наблюдается рассеяние падающей волны в волны резонансного конуса излучения и в косые свистовые волны.

В целом, крупномасштабная структура захваченных волн соответствует периодическим отражениям излучения между внешними границами системы неоднородностей; мелкомасштабная структура волнового поля воспроизводит структуру отдельных неоднородностей. Поток энергии через поперечное сечение системы неоднородностей выходит на постоянный уровень при $z > 4\lambda_0$. Потоки энергии через отдельные неоднородности оказываются осциллирующими, т.е. происходит постоянный обмен энергией между ними.

Пространственный спектр волнового поля для рис. 4.5 приведен на рис. 4.6. Так же, как и в случае широкого дакта, при построении спектра использовалось математическое взвешивание с оконной функцией с целью увеличения спектральной яркости захваченных волн. Спектры падающей и рассеянных волн лежат на поверхности волновых векторов для однородной плазмы. Поперечные волновые числа рассеянных волн (q_{sc}) связаны с поперечным числом падающих волн (q_{inc}) соотношением вида

$$q_{sc} = q_{inc} + m \frac{d}{\lambda_0}, \quad (4.12)$$

где m – целое число, соответствующим резонансному (Брэгговскому) режиму рассеяния. Спектр захваченных волн близок к волнам конической рефракции; продольные волновые числа лежат в интервале между продольными волновыми числами волн конической рефракции в невозмущенной плазме и в плазме с концентрацией, равной минимальному значению концентрации внутри отдельной неоднородности $N'_e = N_{e0} - \delta N_e$ (ср. с выражением 4.11).

Основные свойства волн, распространяющихся вдоль системы узких периодических неоднородностей, сохраняются в случае перехода к системе нерегулярных неоднородностей. Соответствующий пример расчета приведен на рис. 4.7. Сохранение потока энергии через поперечное сечение при $z > 4\lambda_0$ свидетельствует о волноводном режиме распространения. Аналогично случаю периодических неоднородностей, амплитуда поля оказывается промодулированной в пространстве в соответствии с фактическим профилем системы неоднородностей.

Эффект волноводного захвата косых свистовых волн в неоднородности с пониженной концентрацией наблюдается в широком диапазоне параметров плазмы. На рис. 4.8 приведен результат расчета для условий, близких к условиям активного ионосферного эксперимента [28]. Концентрация плазмы и магнитное поле были взяты равными $N_e = 2.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $B_0 = 0.44 \text{ Гс}$, соответственно, что характерно для верхней среднеширотной ионосферы на высоте 700 м в вечернее время в весенне-летний период. Выбранная для моделирования частота излучения, $f = 32 \text{ кГц}$, соответствует верхнему краю диапазона ОНЧ. Поперечные размеры случайных неоднородностей выбирались в интервале от 100 до 300 м, средняя глубина отдельных неоднородностей составляла 20%. По результатам моделирования видно, что в данном случае проявляются те же свойства волн, направляемых системами неоднородностей, что были изложены выше.

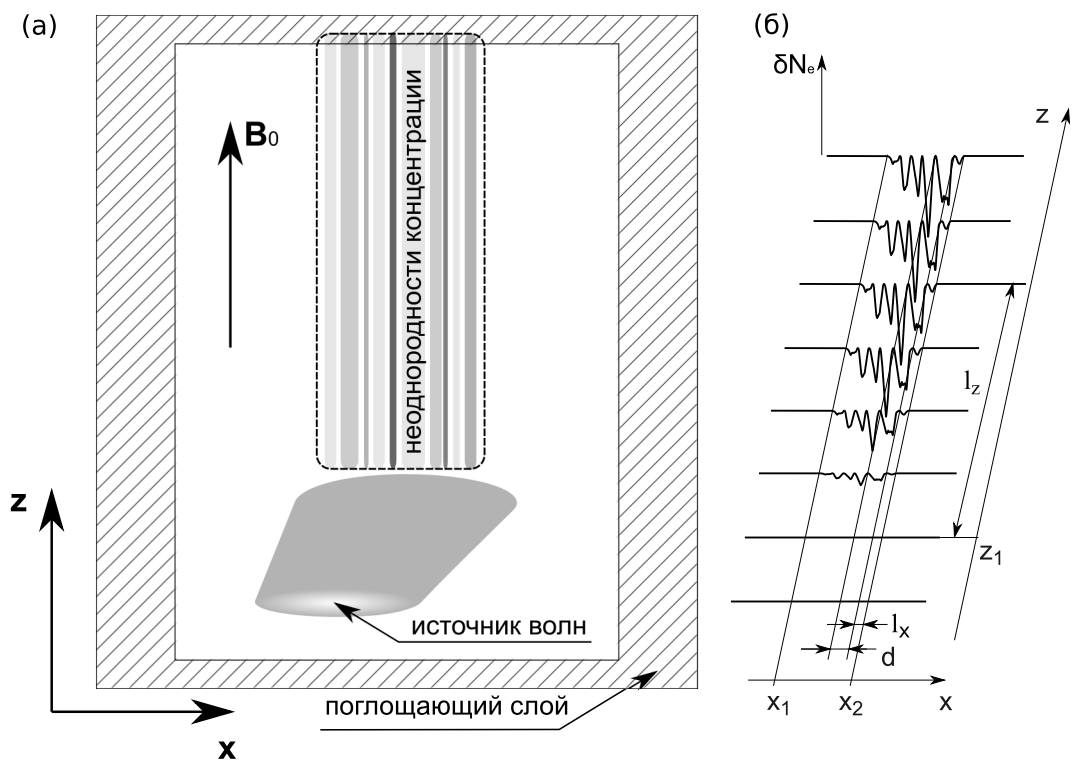


Рис. 4.1: (а) – Схема численного эксперимента; (б) – пример группы неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы.

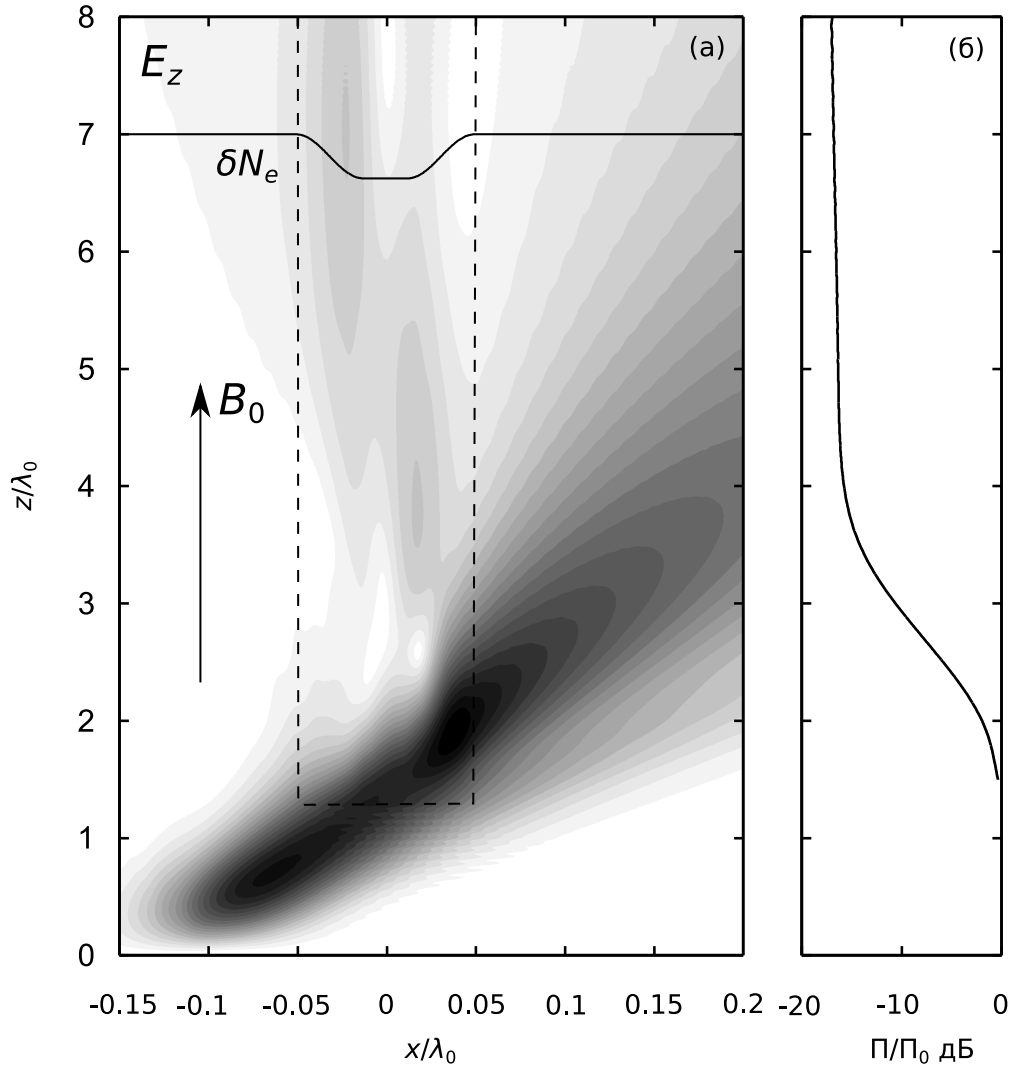


Рис. 4.2: (а) – Модуль комплексной амплитуды E_z -компоненты поля свистовых волн, распространяющихся в плазме при наличии уединенного широкого дакта плотности. Границы дакта показаны пунктиром, профиль $\delta N_e(x)$ вынесен на поле рисунка; (б) – зависимость потока энергии свистовых волн через поперечное сечение дакта от продольной координаты.

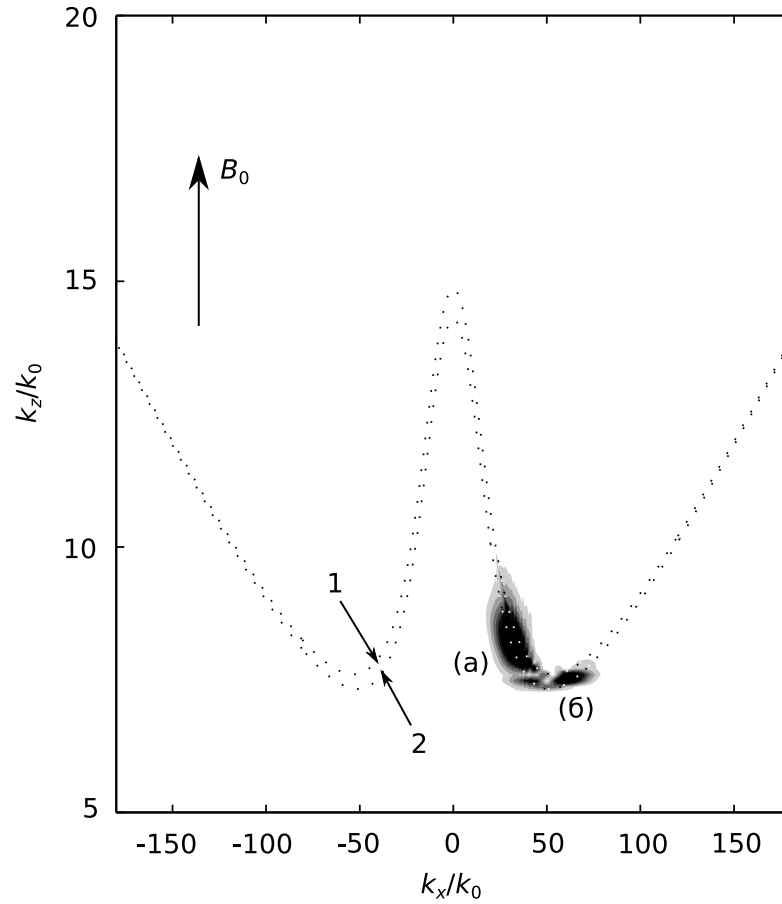


Рис. 4.3: Пространственный спектр комплексной амплитуды E_z -компоненты поля при наличии уединенного широкого дакта с пониженной концентрацией плазмы. На спектре отмечены участки, соответствующие падающей волне (а) и волне, распространяющейся вдоль области с пониженной концентрацией в волноводном режиме (б). Пунктиром обозначены поверхности волновых векторов в однородной фоновой плазме (1), и в плазме, концентрация которой равна значению концентрации внутри дакта (2). Спектр соответствует электрическому полю, приведенному на рис. 4.2.

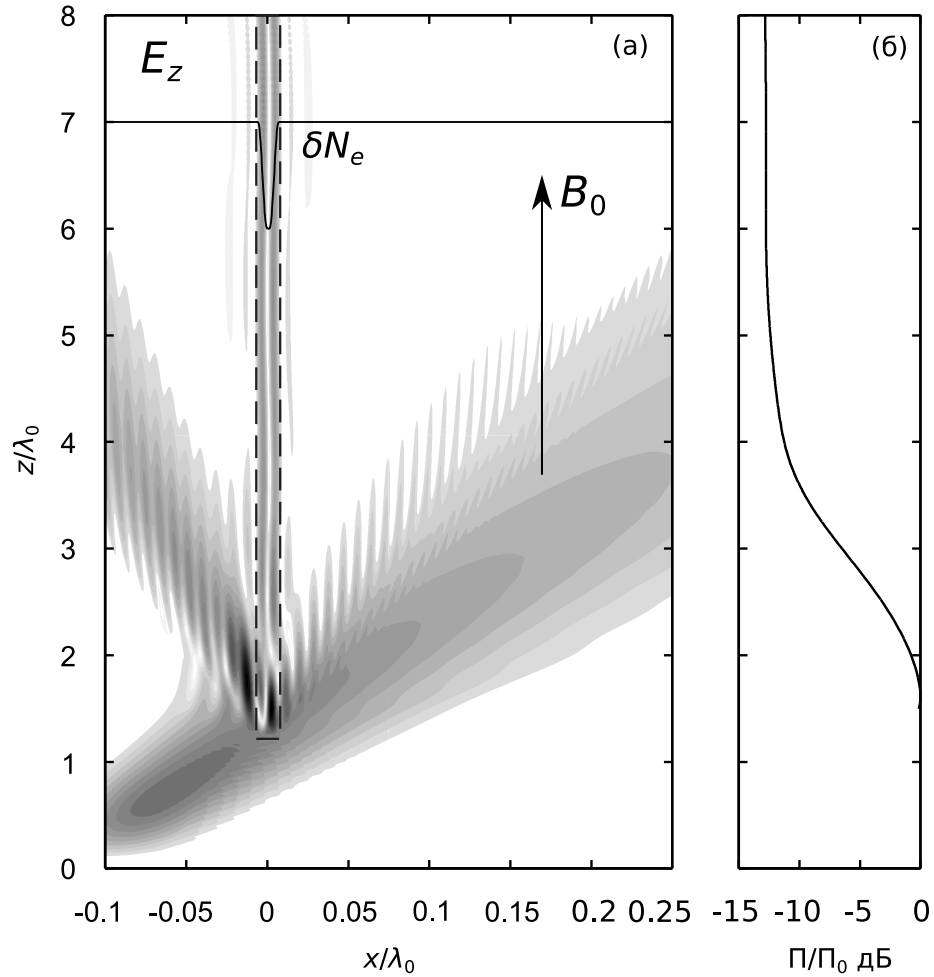


Рис. 4.4: (а) – Модуль комплексной амплитуды E_z -компоненты поля свистовых волн, распространяющихся в плазме при наличии узкого дакта плотности. Границы дакта показаны пунктиром, профиль вынесен на поле рисунка. (б) – зависимость потока энергии через поперечное сечение дакта от продольной координаты.

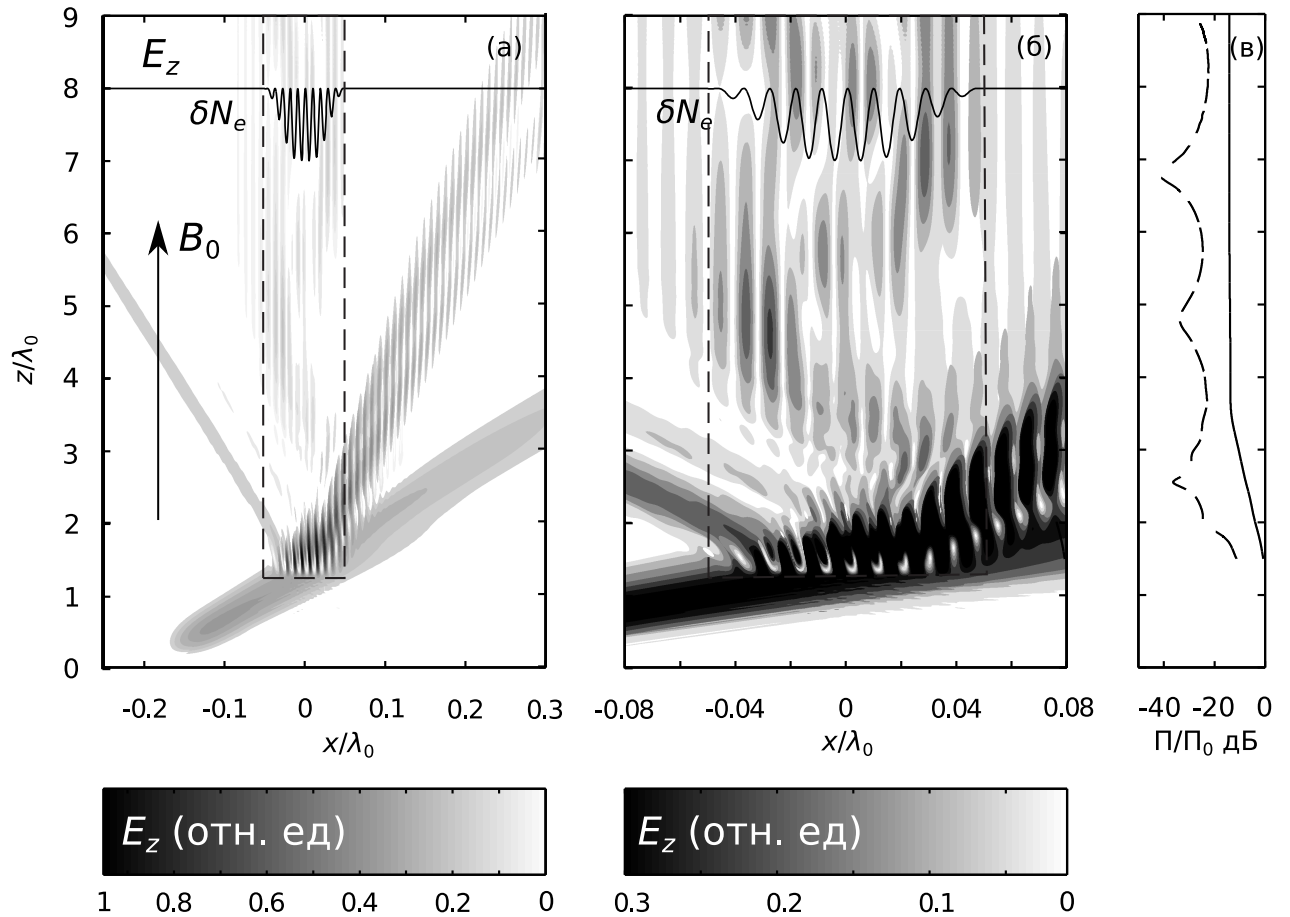


Рис. 4.5: (а) – Модуль комплексной амплитуды E_z -компоненты поля свистовых волн, распространяющихся в плазме при наличии системы узких периодических неоднородностей концентрации; границы системы неоднородностей показаны пунктиром, профиль вынесен на поле рисунка; (б) – увеличенная часть правой панели, соответствующая области неоднородностей. (в) – Зависимость потока энергии свистовых волн через поперечное сечение системы неоднородностей от продольной координаты: сплошная линия, поток через поперечное сечение отдельной неоднородности: пунктир.

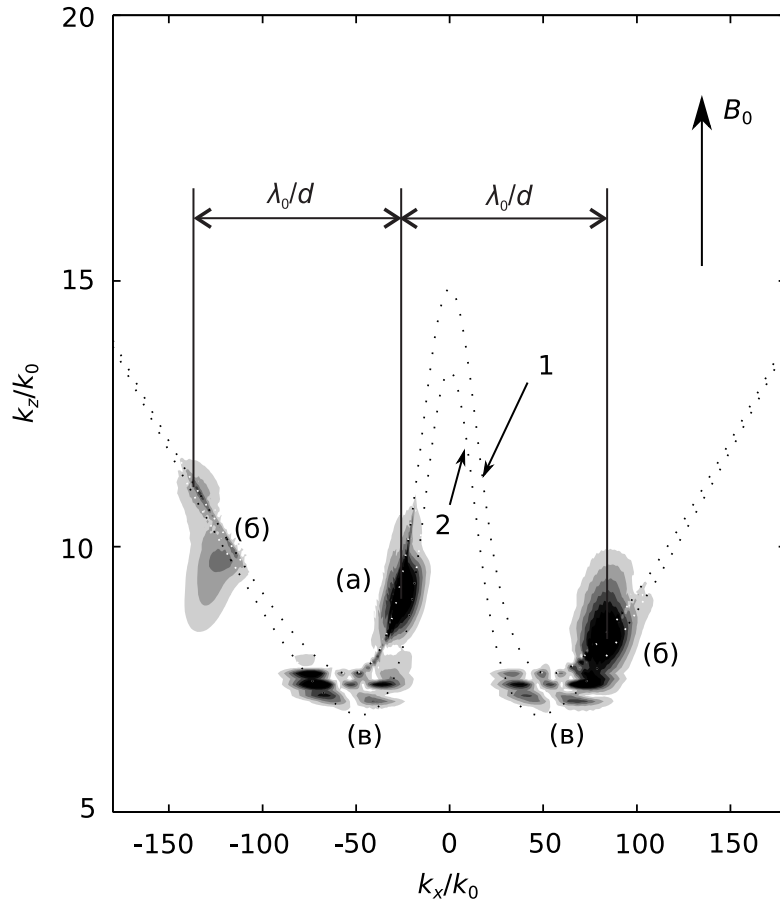


Рис. 4.6: Пространственный спектр комплексной амплитуды E_z -компоненты электрического поля свистовых волн при наличии системы узких неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы. На спектре отмечены участки, соответствующие падающей волне (а), рассеянным волнам (б) и волнам, распространяющейся вдоль системы неоднородностей в волноводном режиме (в). Пунктиром обозначены поверхности волновых векторов в однородной фоновой плазме (1) и в плазме, концентрация которой равна минимальному значению концентрации в неоднородностях (2). Спектр соответствует структуре электрического поля, приведенной на рис. 4.5.

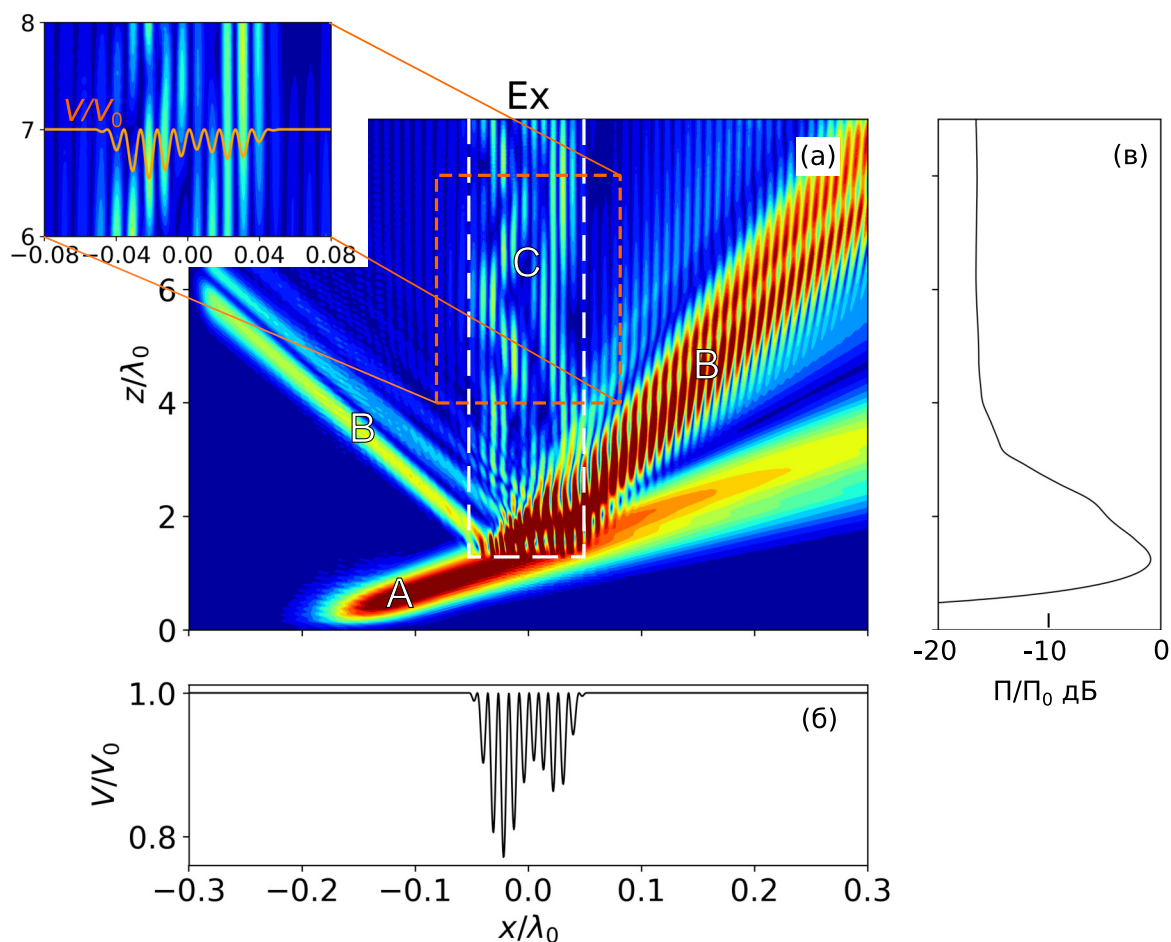


Рис. 4.7: (а) – Модуль комплексной амплитуды E_x -компоненты свистовых волн, распространяющихся в плазме при наличии системы нерегулярных узких неоднородностей концентрации. Границы системы неоднородностей показаны пунктиром, профиль неоднородностей неоднородностей вынесен на поле внизу (б). Врезка – детальная структура поля в области с возмущенной концентрацией в сопоставлении с профилем возмущений плазмы. (в) – Поток энергии через поперечное сечение системы неоднородностей в зависимости от координаты z .

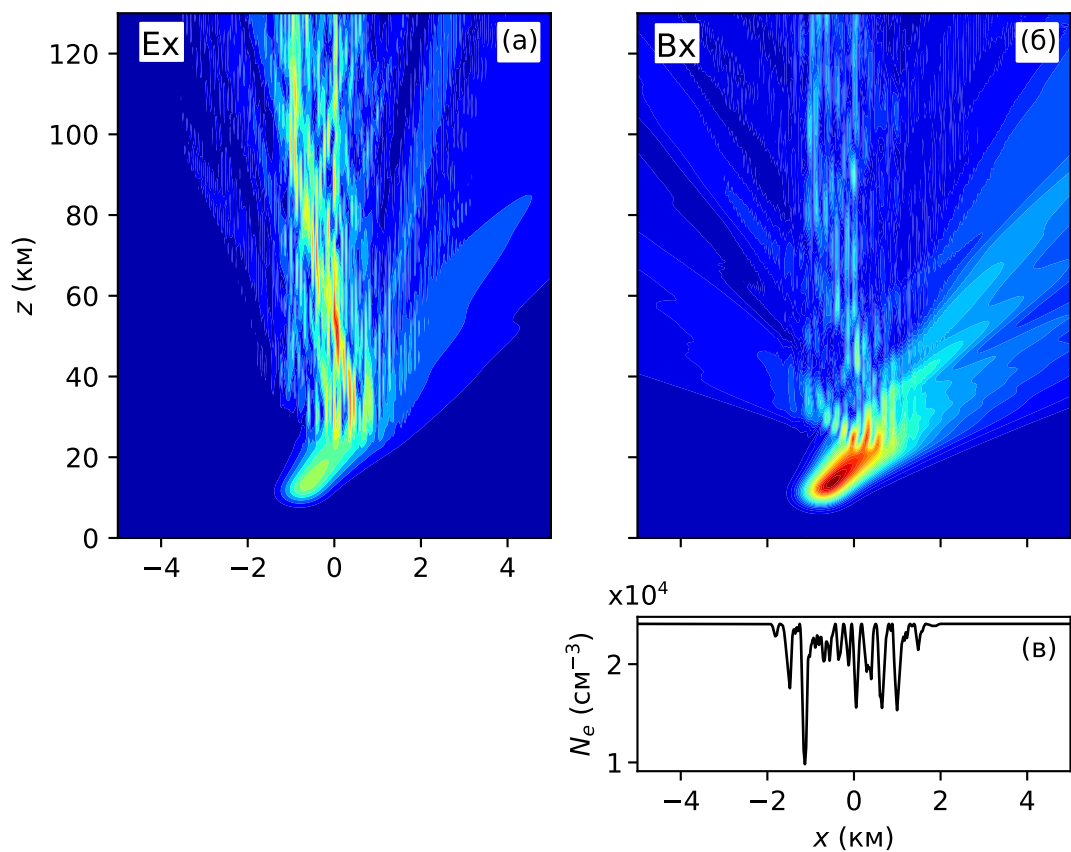


Рис. 4.8: Результаты численного моделирования распространения свистовых волн вдоль систем узких неоднородностей, выполненного для условий верхней ионосферы: (а) – амплитуда электрического поля, (б) – амплитуда магнитного поля свистовых волн. Профиль концентрации представлен на панели (в).

4.1.3 Обсуждение режимов волноводного распространения

Необходимым условием волноводного распространения свистовых волн вдоль неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы является реализация полного внутреннего отражения на границе дакта. При $f < f_{ce}/2$, в силу W-образной формы поверхности волновых векторов (см. раздел 1.1), продольные волновые числа направляемых волн должны лежать в интервале между значениями продольных волновых чисел волн конической рефракции внутри неоднородности и в фоновой плазме (4.11). Из результатов проведенных экспериментов следует, что волновые числа мод, направляемых системами мелкомасштабных неоднородностей в плазме, содержатся внутри указанного интервала и, кроме того, практически полностью занимают его.

Следует добавить, что в интервале $p < P'_c$ вдоль границ неоднородностей могут распространяться лишь поверхностные волны [52; 55]. Однако в проведенных численных экспериментах возбуждение данного типа волн не наблюдалось.

Эксперименты проводились с системами неоднородностей, каждая из которых в отдельности поддерживает распространение, по крайней мере, одной собственной моды. В случае узких (в масштабе поперечной длины волны конической рефракции) неоднородностей характерный масштаб спада поля собственных мод в поперечном направлении мог превосходить поперечный размер самих неоднородностей либо быть соизмеримым с ним. Соответственно, в случае системы из многих неоднородностей, моды отдельных неоднородностей должны перекрываться. Эксперименты проводились с неоднородностями с относительно небольшой глубиной, $|\delta N_e|/N_e \simeq 0.2$, поэтому волновые числа мод отдельных неоднородностей лежали в достаточно узком интервале $P_{c0} - P'_c \simeq \frac{\delta N_e}{2N_{e0}} P_{c0}$. В свою очередь, это должно было способствовать эффективной перекачке энергии между отдельными неоднородностями, что и наблюдалось в эксперименте. Условие реализации режима «связанных волноводов» может быть записано в виде

$$\delta \gtrsim d, \quad (4.13)$$

где δ – масштаб поперечной локализации собственных мод отдельных неоднородностей, d – характерное расстояние между неоднородностями (или размер самих неоднородностей в достаточно плотных группах). В противном случае уровень обмена энергией между волноводами экспоненциально мал.

В ходе расчетов установлено, что системы мелкомасштабных неоднородностей обеспечивают глубокую пространственную модуляцию направляемых ими волн. На рис. 4.9 приведен пространственный спектр мгновенных значений амплитуд E_x и B_x в поперечном сечении расчетной области. Для расчета использовались результаты эксперимента с периодическими неоднородностями (рис. 4.5) в сечении $z = 5\lambda_0$.

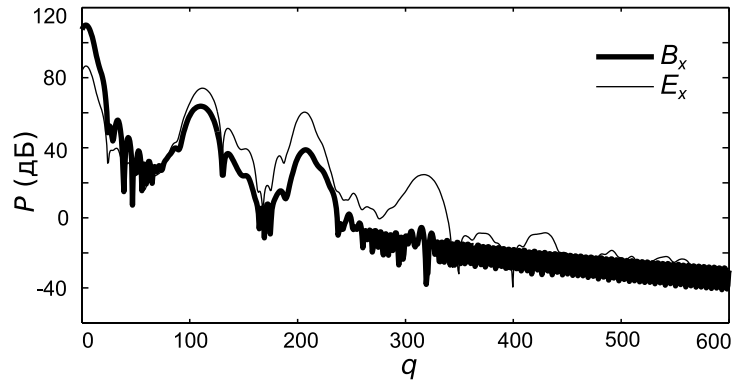


Рис. 4.9: Спектр безразмерных волновых чисел E_x и B_x компонент электрического и магнитного полей в возмущенной области плазмы, соответствующий сечению $z = 5\lambda_0$ на рис. 4.5.

Спектры электрического и магнитного полей включают основные составляющие $q < 30$ и гармоники, следующие с интервалом λ_0/d . Амплитуды гармоник в спектре магнитного поля, отнесенные к амплитуде основной составляющей, значительно ниже, чем в спектре электрического поля. Возникновение дискретных эквидистантных пространственных гармоник обусловлено наличием пространственного периода неоднородностей.

В случае неоднородностей с непрерывным спектром следует ожидать сплошного уширения пространственных спектров электрического и магнитного полей. Нужно подчеркнуть, что подобное уширение обусловлено пространственной модуляцией амплитуд волн, распространяющихся вдоль системы неоднородностей, и не связано непосредственно с генерацией квазиэлектростатических волн резонансного конуса излучения за счет рассеяния на неоднородностях [28; 72].

4.2 Лабораторное моделирование распространения свистовых волн при наличии групп плазменных неоднородностей

4.2.1 Методика создания систем вытянутых неоднородностей с пониженной концентрацией в лабораторной магнитоактивной плазме

Исследование взаимодействия свистовых волн с группами неоднородностей концентрации магнитоактивной плазмы в лабораторных условиях сопряжено с необходимостью разработки способа создания систем неоднородностей с контролируемыми параметрами. Для создания неоднородностей с повышенной концентрацией плазмы используются дополнительные источники ионизации, устанавливаемые в плазму, например – термоэмиссионные катоды, т.е. дорогие и сложные в эксплуатации устройства [123]. Другим подходом к созданию канала с повышенной концентрацией плазмы является ее профилированный нагрев ВЧ источником специальной формы с последующим термодиффузионным перераспределением [102].

Неоднородности с пониженной концентрацией создать проще, например – внесением в плазму диэлектрических масок, локальным нагревом плазмы в ближнем поле малой антенны [83], либо в поле интенсивной квазиэлектростатической волны [75; 124].

В основу методики создания систем неоднородностей, развитой в диссертационном исследовании, был положен локального высокочастотного нагрева плазмы в ближнем поле электрически малой антенны. В условиях, реализуемых в лабораторных экспериментах, подобный нагрев приводит к формированию вытянутой вдоль внешнего магнитного поля области плазмы с увеличенной температурой электронов. Прогрев поперечно ограниченной области запускает механизм термодиффузионного переноса, который приводит к формированию достаточно узкого дакта [83; 125]. Диаметр дакта определяется поперечным масштабом теплопроводности (L_T), который пропорционален гирорадиусу электронов $\rho_e = c\sqrt{2T_e m_e}/(eB)$, при условии, что они замагничены [89],

$$L_T = \rho_e \frac{m_i}{2m_e} \quad (4.14)$$

При наличии достаточно мощного (десятки Вт) импульсного высокочастотного генератора данный способ легко реализуется в лабораторном эксперименте.

В экспериментах на стенде «Крот» для создания неоднородностей использовалась плазма, создаваемая разрядом в гелии, при индукции внешнего магнитного поля $B_0 = 150 - 200$ Гс. Системы неоднородностей концентрации создавались гребенкой из четырех электрических антенн длиной 1 см и диаметром меньше 0.3 мм, разнесенных на расстояние 3.5 – 7 см поперек внешнего магнитного поля (рис. 4.10). Антенны были изолированы от плазмы слоем диэлектрика толщиной не более 1 мм. К антеннам (не обязательно всем) подводился сигнал

в виде радиоимпульса длительностью до 1 мс на частоте 75 МГц мощностью до 250 Вт либо на частоте 160 МГц мощностью до 700 Вт.

В цепь каждого из генераторов, питавших антенны, включался ферритовый вентиль, защищавший его от отраженной волны, полосовой фильтр и направленный ответвитель с помощью которого осуществлялся контроль мощности (рис. 4.11 а). При запитке нескольких антенн от одного источника в каждое из плеч включались 3 дБ аттенюаторы, обеспечивающие, в конечном итоге, приближенное равенство мощностей сигналов, подводимых к каждой из антенн (рис. 4.11 б), вне зависимости от длины кабеля и других факторов, нарушающих симметрию схемы.

На рис. 4.12 приведен пример из трех неоднородностей, сформированных с использованием предложенной методики. В экспериментах были получены каналы протяженностью в несколько десятков сантиметров вдоль внешнего магнитного поля, диаметром порядка 5 см и глубиной порядка 20% при концентрации фоновой плазмы $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях длина косых свистовых волн на частоте 160 МГц составляет величину порядка 15 см, что удовлетворяет требованиям эксперимента по наблюдению эффектов волноводного распространения.

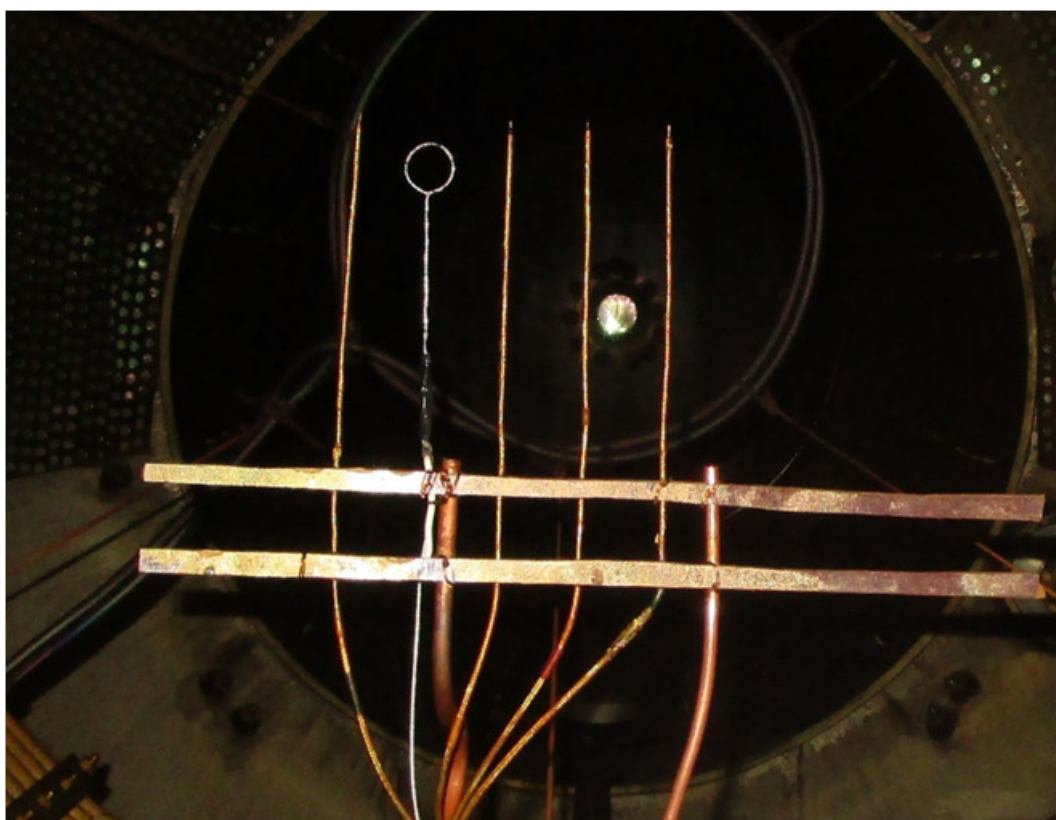


Рис. 4.10: Фотография решетки антенн, установленной внутри вакуумной камеры стенда «Крот», используемой для создания групп вытянутых неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы.

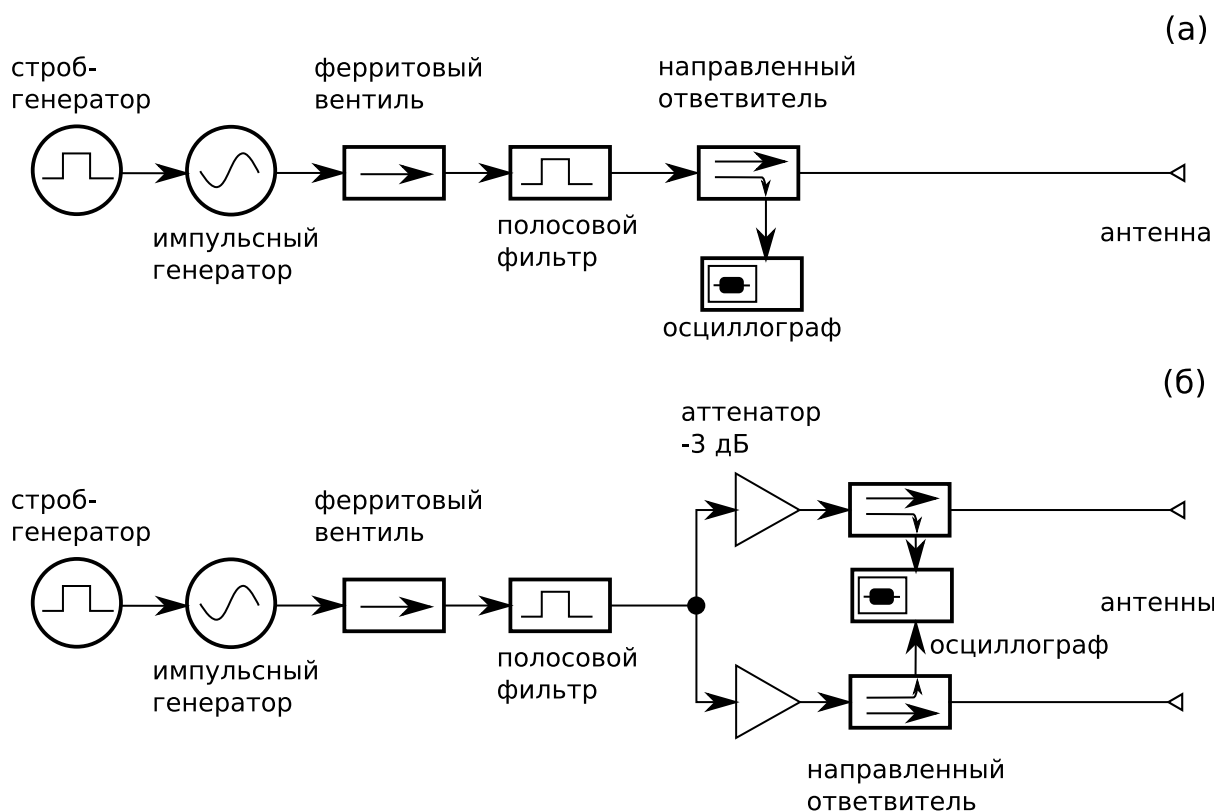


Рис. 4.11: (а) – Схема запитки антенны для локального высокочастотного нагрева плазмы; (б) – схема запитки нескольких антенн для создания системы неоднородностей замагниченной плазмы за счет ее многопозиционного синхронного нагрева.

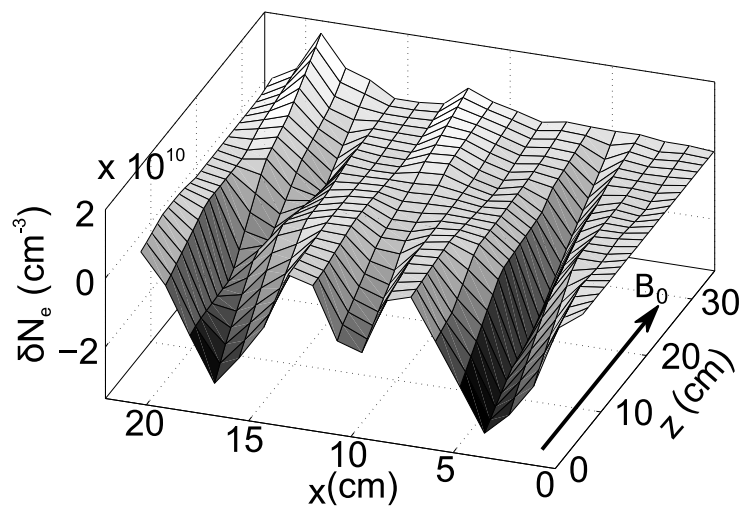


Рис. 4.12: Пример системы из трех неоднородностей с пониженной концентрацией, формируемых за счет многопозиционного высокочастотного нагрева плазмы несколькими источниками. Концентрация невозмущенной плазмы $N_{e0} = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, температура электронов $T_{e0} = 0.5 \text{ эВ}$, индукция внешнего магнитного поля $B_0 = 100 \text{ Гс}$. Рабочий газ – гелий при давлении $p_{\text{He}} \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ торр}$

4.2.2 Экспериментальное исследование распространения свистовой волны в плазме с двумя неоднородностями с пониженной концентрацией

Эффект взаимодействия волноводных структур – каналов с пониженной концентрацией плазмы – наблюдался в эксперименте с двумя неоднородностями, схема которого приведена на рис. 4.13. Нагрев плазмы осуществлялся двумя антеннами, расположенными друг от друга на расстоянии 7 см. К одной из антенн подводился сигнал на частоте 75 МГц, к другой – на частоте 160 МГц. Концентрация невозмущенной плазмы составляла $N_{e0} \simeq 10^{11} \text{ см}^{-3}$, температура электронов – $T_{e0} \simeq 0.5 \text{ эВ}$, индукция внешнего магнитного поля $B_0 = 180 \text{ Гс}$. К концу нагревного импульса длительностью в 1 мс неоднородности вытягивались на расстояние до 70 см вдоль магнитного поля. Структуры неоднородностей, формируемых по отдельности, и системы из пары параллельных неоднородностей приведены на рис. 4.14.

На рис. 4.15 изображено распределение амплитуды сигнала на частоте 160 МГц при наличии соседней неоднородности и при ее отсутствии, а также структуры возмущения концентрации в обоих случаях. Соответствующие измерения были выполнены в сечении, удаленном на 30 см от излучающих антенн. При наличии только одной неоднородности наблюдается распространение свистовой волны в волноводном режиме, причем масштаб локализации поля оказывается сопоставим с шириной неоднородности. При наличии второй неоднородности, ось которой расположена на расстоянии 7 см от оси первой, происходит просачивание свистовой волны во второй канал. Амплитуда волны во втором канале составляет до четверти от амплитуды в первом канале, и примерно в 10 раз превышает амплитуду поля в этой точке без второго канала. В условиях эксперимента свистовые волны конической рефракции, каналируемые неоднородностями, на частоте 160 МГц имеют длину вдоль магнитного поля около 15 см, что в 2 раза меньше длины трассы распространения. Таким образом, в данном случае можно говорить о реализации эффективной связи между отдельными плазменными волноводами в условиях, когда расстояние между неоднородностями сопоставимо с масштабом локализации поля волны, направляемой отдельной неоднородностью.

Отметим, что эффекта просачивания излучения на частоте 75 МГц в соседнюю неоднородность в эксперименте не наблюдалось. Объяснение связано с относительно узкой, по сравнению с источником сигнала на частоте 160 МГц, диаграммой направленности антенны. Действительно, угол раскрытия резонансного конуса на частоте 75 МГц, ограничивающий поле излучения антенны, составляет всего 16° . Поперечный размер пятна засветки на расстоянии 30 см от антенны равен 8 см, что сопоставимо с диаметром неоднородности, в которую излучается волна. Таким образом, трасса в 30 см оказывается недостаточной для наблюдения эффектов волноводного захвата и перекачки энергии свистовой волны на частоте 75 МГц в соседнюю неоднородность.

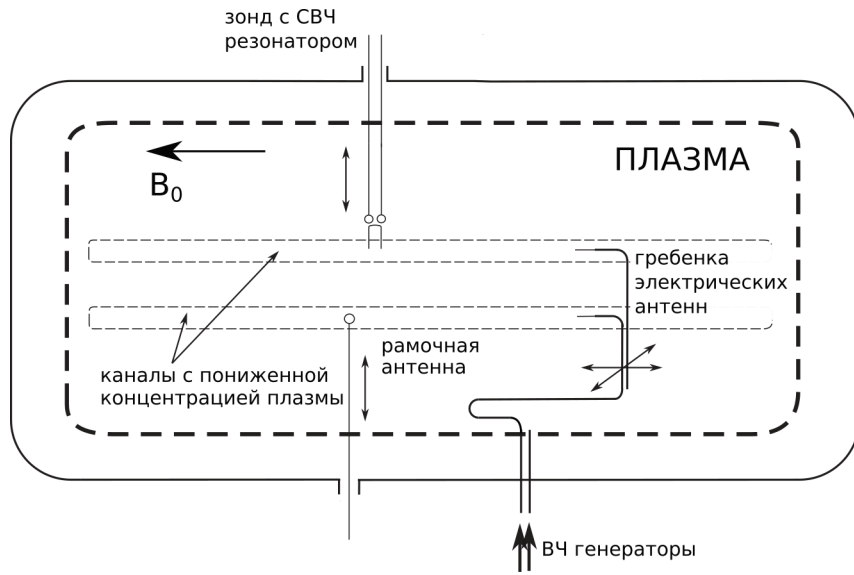


Рис. 4.13: Постановка эксперимента по распространению пробных волн вдоль системы дактов с пониженной концентрацией плазмы.

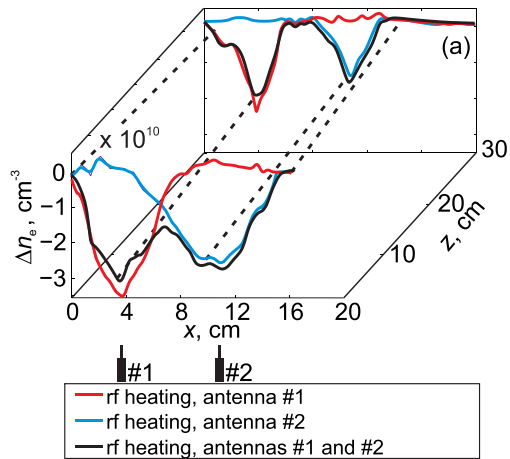


Рис. 4.14: Структура неоднородностей концентрации плазмы, формируемых путем нагрева, осуществляемого с помощью двух антенн, а также каждой из антенн по отдельности.

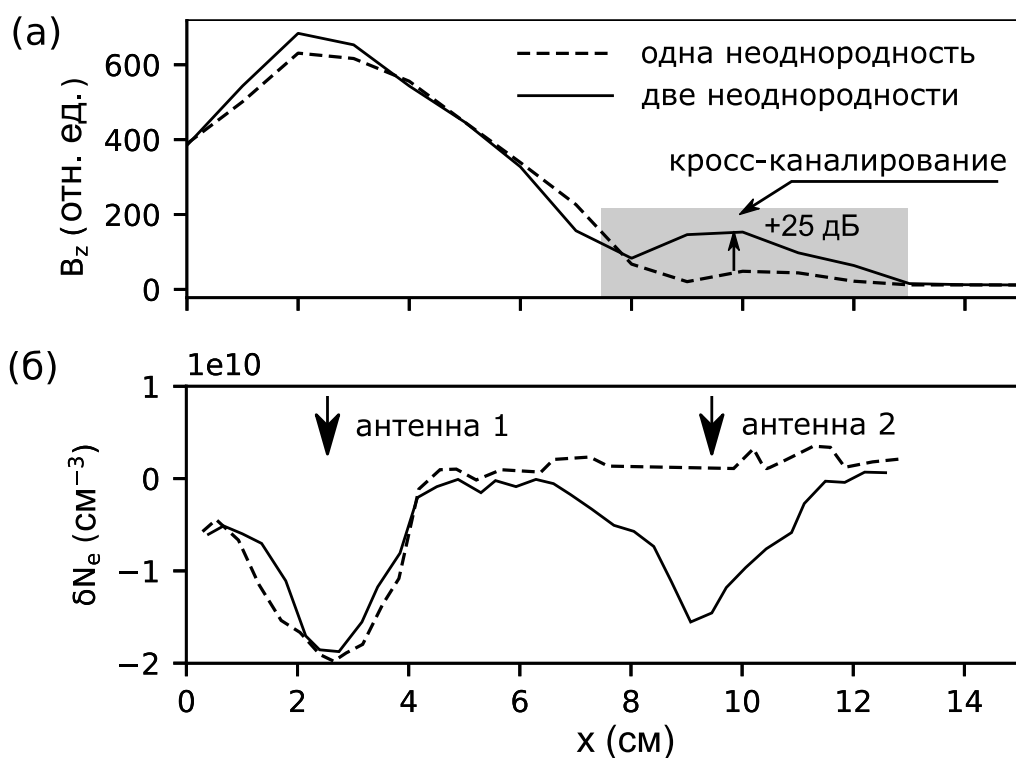


Рис. 4.15: (а) – Поперечное распределение амплитуды свистовой волны в плазме с одной и с двумя неоднородностями, формируемыми за счет ВЧ нагрева; (б) – поперечное распределение концентрации плазмы; положения антенн указаны стрелками. Источником свистовой волны является антенна, формирующая первую неоднородность. Плотность невозмущенной плазмы $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, магнитное поле $B_0 = 180 \text{ Гс}$; частота волны 160 МГц, вторая неоднородность формируется излучением с частотой 75 МГц. Результаты получены на расстоянии $z = 30 \text{ см}$ от антенн.

4.3 Основные результаты главы

В ходе численных экспериментов продемонстрированы и изучены волноводные режимы распространения свистовых волн вдоль систем мелкомасштабных неоднородностей. В случае достаточно узких и близко расположенных неоднородностей происходит непрерывный обмен волновой энергией между ними, в результате вся система неоднородностей становится единой волнующей структурой со сложной системой собственных мод. Спектр продольных волновых чисел в таком случае определяется характерной глубиной отдельных неоднородностей; в частности, он оказывается богаче, чем спектр захваченных волн эквивалентного дукта, профиль которого, повторяет усредненный профиль системы неоднородностей. Пространственная модуляция, обусловленная интерференцией собственных мод отдельных неоднородностей, может быть использована для волновой диагностики плазменных структур в ближнем космосе.

Результаты численного моделирования получены в двумерной постановке, однако, в соответствии с приведенной интерпретацией, следует ожидать, что основные выводы верны и в трехмерном случае. Результаты лабораторных экспериментов находятся в соответствии с результатами расчетов.

Заключение

В диссертационной работе были получены следующие результаты:

1. В лабораторных экспериментах, выполненных на крупномасштабном плазменном стенде «Крот», обнаружено и исследовано явление кроссмодуляции волн свистового диапазона частот в слабостолкновительной замагниченной плазме. Наблюдается амплитудно-фазовая модуляция пробных волн малой интенсивности, проходящих через область плазмы, модифицированную мощной волной накачки с модуляцией огибающей. При больших периодах модуляции накачки обогащение спектра пробных волн происходит преимущественно за счет возмущений плотности плазмы; при малых периодах модуляция пробных волн обусловлена низкочастотными нелинейными токами и соответствующими им возмущениями магнитного поля.
2. Создана оригинальная численная модель распространения электромагнитных волн в магнитоактивной плазме на основе прямого решения уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области (FDTD). Модель позволяет исследовать взаимодействие свистовых волн с неоднородной плазмой при параметрах лабораторных и природных ионосферных экспериментов. Использование адаптируемых сеток и алгоритмов распределенных (параллельных) вычислений в программной реализации модели позволяет исследовать распространение свистовых волн с широким пространственным спектром в присутствии разномасштабных неоднородностей концентрации плазмы в крупной расчетной области.
3. Распространение свистовых волн в магнитоактивной плазме, содержащей группы мелкомасштабных (от 100 м до 1 км) неоднородностей с повышенной концентрацией, вытянутых вдоль магнитного поля, изучено методами численного моделирования и аналитически. Параметры моделирования выбраны соответствующими активному эксперименту с использованием нагревного стенда «Сура», наземного низкочастотного передатчика и спутника DEMETER. Показано, что в системах вытянутых неоднородностей магнитоактивной плазмы с повышенной относительно фоновое значения концентрацией наблюдаются различные режимы волноводного распространения свистовых волн. Для заданной величины возмущения концентрации в неоднородностях и частоты излучения

существует характерный поперечный размер неоднородностей d_0 . Неоднородности, ширина которых превосходит d_0 , являются независимыми плазменными волноводами. В группах близко расположенных неоднородностей, ширина которых существенно меньше d_0 , волноводные свойства отдельных неоднородностей не проявляются в силу большого масштаба локализации их мод; такие мелкомасштабные структуры могут быть заменены эквивалентными волноводами со сглаженным на масштабе d_0 профилем. В промежуточном случае, в группах неоднородностей с поперечными размерами порядка d_0 , реализуется режим связанных волноводов. Для параметров рассматриваемого активного ионосферного эксперимента $d_0 \sim 1$ км.

4. Методами численного моделирования и аналитически исследовано волновое распространение косых свистовых волн в замагниченной плазме с системой неоднородностей с пониженной относительно фонового значения концентрацией. Установлено, что в такой системе реализуется режим связанных волноводов, в котором каждая из неоднородностей непрерывно обменивается энергией с соседними неоднородностями за счет перекрытия их собственных мод.
5. Предложена и экспериментально реализована методика генерации систем неоднородностей пониженной концентрации, моделирующих неоднородную структуру околоземной плазмы, путем многопозиционного высокочастотного нагрева магнитоактивной плазмы гребенкой компактных антенн. Формирование неоднородностей происходит за счет термодиффузионного перераспределения плазмы при ее локальном нагреве в ближнем поле каждой из антенн. С использованием указанной методики на стенде «Крот» экспериментально показано распространение свистовых волн вдоль системы из двух плазменных неоднородностей в режиме связанных волноводов.

Список литературы

1. *Helliwell R. A.* VLF wave stimulation experiments in the magnetosphere from Siple Station, Antarctica // *Reviews of Geophysics*. 1988. т. 26, № 3. с. 551—578.
2. *Cohen M. B., Inan U. S.* Terrestrial VLF transmitter injection into the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2012. т. 117, A8. A08310.
3. *Ratcliffe J. A., Storey L. R. O.* An investigation of whistling atmospherics // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 1953. т. 246, № 908. с. 113—141.
4. *Helliwell R. A.* Low-frequency waves in the magnetosphere // *Reviews of Geophysics*. 1969. т. 7, № 1/2. с. 281—303.
5. *Demekhov A. G., Taubenschuss U., Santolík O.* Simulation of VLF chorus emissions in the magnetosphere and comparison with THEMIS spacecraft data // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2017. т. 122, № 1. с. 166—184.
6. *Reznikov A., Rudenchik E., Sarostin S.* VLF radiation generated by a loop antenna in P2 layer of the ionosphere—2. Interpretation of the measurements // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1995. т. 57, № 11. с. 1299—1308.
7. *Sonwalkar V. S., Inan U. S., Bell T. F., Helliwell R. A., Molchanov O. A., Green J. L.* DE 1 VLF observations during activity wave injection experiments // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1994. т. 99, A4. с. 6173—6186.
8. *Fung S., Benson R., Green J., Reinisch B.* [и др.]. Observations of magnetospheric plasmas by the radio plasma imager (RPI) on the image mission // *Advances in Space Research*. 2002. т. 30, № 10. с. 2259—2266.
9. *Allcock G. M.* A Study of the Audio Frequency Radio Phenomenon Known as "Dawn Chorus" // *Australian Journal of Physics*. 1957. т. 10, № 2. с. 286—297.
10. *Jørgensen T. S.* Interpretation of auroral hiss measured on OGO 2 and at Byrd Station in terms of incoherent Cerenkov Radiation // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. 1968. т. 73, № 3. с. 1055—1069.

11. *Francis C. R., Strangeways H. J., Bullough K.* Discrete VLF emissions (7–9 kHz) displaying unusual banded and periodic structure // *Planetary and Space Science*. 1983. т. 31, № 5. с. 537–557.
12. *Cattell C., Wygant J. R., Goetz K., Kersten K.* [и др.]. Discovery of very large amplitude whistler-mode waves in Earth's radiation belts // *Geophysical Research Letters*. 2008. т. 35, № 1.
13. *Santolík O., Kletzing C. A., Kurth W. S., Hospodarsky G. B., Bounds S. R.* Fine structure of large-amplitude chorus wave packets // *Geophysics Research Letters*. 2014. янв. т. 41, № 2. с. 293–299.
14. *Angerami J. J., Carpenter D. L.* Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere: 2. Electron density and total tube electron content near the knee in magnetospheric ionization // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. 1966. т. 71, № 3. с. 711–725.
15. *Carpenter D. L., Anderson R. R.* An ISEE-whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1992. т. 97, A2. с. 1097–1108.
16. *Sonwalkar V. S., Carpenter D. L., Bell T. F., Spasojević M.* [и др.]. Diagnostics of magnetospheric electron density and irregularities at altitudes <5000 km using whistler and Z mode echoes from radio sounding on the IMAGE satellite // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2004. т. 109, A11. A11212.
17. *Helliwell R. A., Katsufurakis J. P.* VLF wave injection into the magnetosphere from Siple Station, Antarctica // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. 1974. т. 79, № 16. с. 2511–2518.
18. *Vampola A. L., Kuck G. A.* Induced precipitation of inner zone electrons, 1. Observations // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1978. т. 83, A6. с. 2543–2551.
19. *Imhof W. L., Reagan J. B., Voss H. D., Gaines E. E.* [и др.]. Direct observation of radiation belt electrons precipitated by the controlled injection of VLF signals from a ground-based transmitter // *Geophysical Research Letters*. 1983. т. 10, № 4. с. 361–364.
20. *Amoldy R. L., Kintner P. M.* Rocket observations of the precipitation of electrons by ground VLF transmitters // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1989. т. 94, A6. с. 6825–6832.
21. *Sauvaud J. A., Maggiolo R., Jacquy C., Parrot M., Berthelier J. J., Gamble R. J., Rodger C. J.* Radiation belt electron precipitation due to VLF transmitters: Satellite observations // *Geophysical Research Letters*. 2008. т. 35, № 9. с. L09101.

22. *Streltsov A. V., Berthelier J. -J., Chernyshov A. A., Frolov V. L.* [и др.]. Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space // *Space Sci Rev.* 2018. дек. т. 214, № 8. с. 118.
23. *Tanaka Y., Lagoutte D., Hayakawa M., Lefeuvre F., Tajima S.* Spectral broadening of VLF transmitter signals and sideband structure observed on Aureol 3 satellite at middle latitudes // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* 1987. т. 92, A7. с. 7551—7559.
24. *Sotnikov V. I., Fiala V., Lefeuvre F., Lagoutte D., Mogilevsky M.* Excitation of sidebands due to nonlinear coupling between a VLF transmitter signal and a natural ELF emission // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* 1991. т. 96, A7. с. 11363—11369.
25. *Сивоконь В. П., Богданов В. В., Дружин Г. И., Чернева Н. В., Кубышкин А. В., Санников Д. В., Агранат И. В.* Модуляция вистлеров // *Геомагнетизм и Аэронавигация.* 2014. т. 54, № 6. с. 851—857.
26. *Golkowski M., Inan U. S., Cohen M. B.* Cross modulation of whistler mode and HF waves above the HAARP ionospheric heater // *Geophysical Research Letters.* 2009. т. 36, № 15.
27. *Pasmanik D. L., Trakhtengerts V. Y.* Dispersion properties of ducted whistlers, generated by lightning discharge // *Annales Geophysicae.* 2005. т. 23, № 4. с. 1433—1439.
28. *Rapoport V. O., Frolov V. L., Polyakov S. V., Komrakov G. P.* [и др.]. VLF electromagnetic field structures in ionosphere disturbed by Sura RF heating facility // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* 2010. т. 115, A10.
29. *Pasmanik D. L., Demekhov A. G.* Peculiarities of VLF wave propagation in the Earth's magnetosphere in the presence of artificial large-scale inhomogeneity // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* 2017. т. 122, № 8. с. 8124—8135.
30. *Trakhtengerts V. Y., Hayakawa M.* A wave-wave interaction in whistler frequency range in space plasma // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* 1993. т. 98, A11. с. 19205—19217.
31. *Trakhtengerts V., Rycroft M.* A new parametric reflection mechanism for ducted whistlers and an explanation of precursors // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 1997. т. 59, № 14. с. 1865—1871.
32. *Островский Л. А., Степанов Н. С.* Нерезонансные параметрические явления в распределенных системах // *Известия вузов. Радиофизика.* 1971. т. 14, № 4. с. 489—529.
33. *Tripathi V. K., Patel V. L.* On the possibility of beat excitation of whistler sidebands in the magnetosphere via ponderomotive force // *Geophysical Research Letters.* 1988. т. 15, № 11. с. 1299—1302.

34. *Helliwell R. A., Inan U. S., Katsufraakis J. P., Carpenter D. L.* Beat excitation of whistler mode sidebands using the Siple VLF transmitter // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1986. т. 91, A1. с. 143—153.
35. *Perrine R. P., Milikh G. M., Papadopoulos K., Huba J. D., Joyce G., Swisdak M., Dimant Y.* An interhemispheric model of artificial ionospheric ducts // *Radio Science*. 2006. т. 41, № 4. RS4002.
36. *Milikh G. M., Papadopoulos K., Shroff H., Chang C. L.* [и др.]. Formation of artificial ionospheric ducts // *Geophysical Research Letters*. 2008. т. 35, № 17.
37. *Milikh G. M., Demekhov A. G., Papadopoulos K., Vartanyan A., Huba J. D., Joyce G.* Model for artificial ionospheric duct formation due to HF heating // *Geophysical Research Letters*. 2010. т. 37, № 7.
38. *Milikh G. M., Demekhov A., Vartanyan A., Mishin E. V., Huba J.* A new model for formation of artificial ducts due to ionospheric HF-heating // *Geophysical Research Letters*. 2012. т. 39, № 10. с. L10102.
39. *Rietveld M. T., Kosch M. J., Blagoveshchenskaya N. F., Kornienko V. A., Leyser T. B., Yeoman T. K.* Ionospheric electron heating, optical emissions, and striations induced by powerful HF radio waves at high latitudes: Aspect angle dependence // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2003. т. 108, A4. с. 1141.
40. *Фролов В. Л., Рапопорт В. О., Комраков Г. П., Белов А. С.* [и др.]. Создание дактов плотности при нагреве ионосферы земли мощным коротковолновым радиоизлучением // *Письма в ЖЭТФ*. 2008. т. 88, вып. 12. с. 908—913.
41. *Vartanyan A., Milikh G. M., Mishin E., Parrot M.* [и др.]. Artificial ducts caused by HF heating of the ionosphere by HAARP // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2012. т. 117, A10. A10307.
42. *Woodroffe J. R., Streltsov A. V., Vartanyan A., Milikh G. M.* Whistler propagation in ionospheric density ducts: Simulations and DEMETER observations // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. т. 118, № 11. с. 7011—7018.
43. *Фролов В. Л., Рапопорт В. О., Шорохова Е. А., Айдакина Н. А.* [и др.]. Тонкая структура дактов плотности, формируемых при активном радиочастотном воздействии на лабораторную и космическую плазмы // *Письма в ЖЭТФ*. 2015. т. 101, вып. 5. с. 324—346.

44. Митяков Н. А., Алимов В. А., Зиничев В. А., Комраков Г. П., Митяков С. Н. Исследование мелкомасштабной турбулентности в слое F ионосферы методом обратного рассеяния коротких радиоволн // Известия вузов. Радиофизика. 2010. т. 53, вып. 5/6. с. 329—337.
45. Костров А. В., Стриковский А. В., Чугунов Ю. В., Шашурин А. В., Гундорин В. И., Дюнин Е. Е. Экспериментальный стенд “Крот” для лабораторного моделирования космических явлений : науч. отч. Институт прикладной физики РАН, 1999. с. 36.
46. ККГС УНУ. 2020. URL: <https://unu.ipfran.ru/>.
47. Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г. Космическая электродинамика. М.: "МИР", 1967. с. 260.
48. Карпман В. И., Кауфман Р. Н. Об особенностях распространения свистовых волн в магнитосферных дактах в приэкваториальной области. 1. Дакты с повышенной плотностью // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. т. 23, № 3. с. 451—457.
49. Карпман В. И., Кауфман Р. Н. Об особенностях распространения свистовых волн в магнитосферных дактах в приэкваториальной области. 2. Дакты с пониженной плотностью // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. т. 23, № 5. с. 791—796.
50. Заборонкова Т. М., Костров А. В., Кудрин С. В., Тихонов А. В., Шайкин А. И. Каналирование волн свистового диапазона частот в неоднородных плазменных структурах // ЖЭТФ. 1992. т. 101. с. 1151—1166.
51. Еськин В. А., Заборонкова Т. М., Кудрин А. В. Волны свистового диапазона, направляемые дактами с повышенной плотностью в столкновительной магнитоактивной плазме // Известия вузов. Радиофизика. 2008. т. 51, № 1. с. 31—49.
52. Бахареv П. В., Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Краффт К. Волны свистового диапазона, направляемые дактами с пониженной плотностью в магнитоактивной плазме // Физика плазмы. 2010. т. 36, № 11. с. 979—990.
53. Woodroffe J. R., Streltsov A. V. Whistler interaction with field-aligned density irregularities in the ionosphere: Refraction, diffraction, and interference // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2014. т. 119, № 7. с. 5790—5799.
54. Helliwell R. A. Whistlers and Related Ionospheric Phenomena. 1965.
55. Kudrin A. V., Bakharev P. V., Krafft C., Zaboronkova T. M. Whistler wave radiation from a loop antenna located in a cylindrical density depletion // Physics of Plasmas. 2009. т. 16, № 6. с. 063502.
56. Gendrin R. Le guidage des whistlers par le champ magnetique // Planetary Space Science. 1961. авг. т. 5, № 4. 274, IN1, 279—278, IN2, 282.

57. *Stenzel R. L.* Microwave resonator probe for localized density measurements in weakly magnetized plasmas // *Review of Scientific Instruments*. 1976. т. 47, № 5. с. 603—607.
58. *Кондратьев И. Г., Костров А. В., Смирнов А. И., Стриковский А. В., Шашурин А. В.* Резонансный зонд на отрезке двухпроводной линии : науч. отч. Институт прикладной физики РАН, 2001. с. 23.
59. *Shklyar D., Chum J., Jirícek, F. F.* Characteristic properties of Nu whistlers as inferred from observations and numerical modelling // *Annales Geophysicae*. 2004. окт. т. 22, № 10. с. 3589—3606.
60. *Заборонкова Т. М., Костров А. В., Кудрин А. В., Смирнов А. И., Шайкин А. А.* Структура электромагнитных полей рамочных излучателей в магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот // *Известия вузов. Радиофизика*. 1996. т. 39, № 2. с. 192—202.
61. *Коробков С. В., Гуцин М. Е., Костров А. В., Стриковский А. В., Краффт К.* Ближнее поле рамочной антенны в плазме в свистовом диапазоне частот // *Физка плазмы*. 2007. т. 33, № 2. с. 120—127.
62. *Lehtinen N. G., Inan U. S.* Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2008. т. 113, A6.
63. *Lehtinen N. G., Inan U. S.* Full-wave modeling of transionospheric propagation of VLF waves // *Journal of Geophysics Research*. 2009. февр. т. 36, № 3. с. L03104.
64. *Inan U. S., Marshall R. A.* Numerical Electromagnetics: The FDTD Method. New York: Cambridge University Press, 2011.
65. *Sullivan D. M.* Electromagnetic simulation using the the FDTD method. New York. IEEE Press, 2000.
66. *Колданов В. А., Коробков С., Гуцин М., Костров А.* Численное моделирование электромагнитных полей, возбуждаемых рамочными антеннами в плазме в свистовом диапазоне частот // *Физика плазмы*. 2011. т. 37, № 8. с. 729—738.
67. *Pfannmöller J. P., Lechte C., Grulke O., Klinger T.* Investigations on loop antenna excited whistler waves in a cylindrical plasma based on laboratory experiments and simulations // *Physics of Plasmas*. 2012. т. 19, № 10. с. 102113.
68. *Gordeev A. V., Kingsep A. S., Rudakov L. I.* Electron magnetohydrodynamics // *Physics Reports*. 1994. июль. т. 243, № 5. с. 215—315.

69. *Streltsov A. V., Woodroffe J., Gekelman W., Pribyl P.* Modeling the propagation of whistler-mode waves in the presence of field-aligned density irregularities // *Physics of Plasmas*. 2012. май. т. 19, № 5. с. 052104.
70. *Berenger J.-P.* A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // *Journal of Computational Physics*. 1994. т. 114, № 2. с. 185—200.
71. *Bell T. F., James H. G., Inan U. S., Katsufurakis J. P.* The apparent spectral broadening of VLF transmitter signals during transionospheric propagation // *Journal of Geophysical Research*. 1983. т. 88. с. 4813—4840.
72. *Titova E. E., Di V. I., Yurov V. E., Raspopov O. M., Trakhtengertz V. Y., Jiricek F., Triska P.* Interaction between VLF waves and the turbulent ionosphere // *Geophysical Research Letters*. 1984. т. 11, № 4. с. 323—326.
73. *Golkowski M., Inan U. S., Gibby A. R., Cohen M. B.* Magnetospheric amplification and emission triggering by ELF/VLF waves injected by the 3.6 MW HAARP ionospheric heater // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2008. т. 113, A10.
74. *Стародубцев М. В., Назаров В. В., Костров А. В.* Лабораторное исследование процессов формирования спектров искусственного радиоизлучения при нагреве ионосферы мощным радиоизлучением // *Известия вузов. Радиофизика*. 2009. т. 52, № 11. с. 881—896.
75. *Starodubtsev M. V., Nazarov V. V., Gushchin M. E., Kostrov A. V.* Laboratory modeling of ionospheric heating experiments // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. 2016. окт. т. 121, № 10. с. 10, 481—10, 495.
76. *Белов А. С., Марков Г.* Вынужденное ионизационное рассеяние волнового пучка, формирующего разрядный канал в пробочной магнитной ловушке // *Физика Плазмы*. 2008. т. 34, № 3. с. 252—256.
77. *Марков Г. А., Остафийчук О. М.* Уширение частотного спектра волн, формирующих геликонный разряд низкого давления // *Физика Плазмы*. 2012. т. 38, № 8. с. 722—727.
78. *Костров А. В., Гуцин М. Е., Коробков С. В., Стриковский А. В.* Параметрическое преобразование амплитуды и частоты свистовой волны в магнитоактивной плазме // *Письма в ЖЭТФ*. 2003. т. 78, вып. 9. с. 1026—1029.
79. *Гуцин М. Е., Коробков С. В., Костров А. В., Стриковский А. В.* Компрессия свистовых волн в плазме с нестационарным магнитным полем // *ЖЭТФ*. 2004. т. 126, 5(11). с. 1123—1132.

80. *Gushchin M. E., Korobkov S. V., Kostrov A. V., Starodubtsev M. V., Strikovskiy A. V.* Whistler waves in plasmas with time-varying magnetic field: Laboratory investigation // *Advances in Space Research*. 2008. т. 42, № 5. с. 979—986.
81. *Гуцин М. Е., Коробков С. В., Костров А. В., Стриковский А. В.* Параметрическая генерация свистовых волн при взаимодействии высокочастотных волновых пучков с магнитоактивной плазмой // *Письма в ЖЭТФ*. 2008. т. 88, вып. 11. с. 834—838.
82. *Айдакина Н. А., Гуцин М. Е., Зудин И. Ю., Коробков С. В., Костров А. В., Стриковский А. В.* Квазистационарное магнитное поле, возбуждаемое в плазме радиоимпульсом свистового диапазона частот // *Письма в ЖЭТФ*. 2011. т. 93, вып. 9. с. 555—560.
83. *Егоров С. В., Костров А. В., Тронин А. В.* Термодиффузия и вихревые токи в замагниченной плазме // *Письма в ЖЭТФ*. 1988. т. 47, вып. 2. с. 86—88.
84. *Костров А. В., Смирнов А. И., Стародубцев М. В., Шайкин А. А.* Влияние нелинейных эффектов на излучение волн свистового частотного диапазона в магнитоактивной плазме // *Письма в ЖЭТФ*. 1998. т. 67, вып. 8. с. 548—551.
85. *Cohen L.* Time-frequency analysis. 1995.
86. *Гапонов А. В., Миллер М. А.* Потенциальные барьеры для заряженных частиц в высокочастотном электромагнитном поле // *ЖЭТФ*. 1958. т. 34, вып. 1. с. 242—243.
87. *Aidakina N., Gushchin M., Zudin I., Korobkov S., Strikovskiy A.* Density irregularities, currents, and magnetic fields generated by pulsed local rf heating of a magnetoplasma: Disturbances in rf antenna vicinity // *Physics of Plasmas*. 2018. т. 25, № 12. с. 122104.
88. *Гуревич А. В., Шварцбург А. Б.* Нелинейная теория распротранения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
89. *Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
90. *Harid V., Golkowski M., Bell T., Inan U. S.* Theoretical and numerical analysis of radiation belt electron precipitation by coherent whistler mode waves // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2014. т. 119, № 6. с. 4370—4388.
91. *Inan U. S., Bell T. F., Bortnik J., Albert J. M.* Controlled precipitation of radiation belt electrons // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2003. т. 108, A5.
92. *Kulkarni P., Inan U. S., Bell T. F., Bortnik J.* Precipitation signatures of ground-based VLF transmitters // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2008. т. 113, A7.

93. *Marshall R. A., Newsome R. T., Lehtinen N. G., Lavassar N., Inan U. S.* Optical signatures of radiation belt electron precipitation induced by ground-based VLF transmitters // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2010. т. 115, A8.
94. *Sonwalkar V. S.* The Influence of Plasma Density Irregularities on Whistler-Mode Wave Propagation // *Geospace Electromagnetic Waves and Radiation*. Berlin, Heidelberg : Springer, 2006. гл. 6. с. 687.
95. *Smith R. L., Helliwell R. A., Yabroff I. W.* A theory of trapping of whistlers in field-aligned columns of enhanced ionization // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. 1960. т. 65, № 3. с. 815—823.
96. *Bell T. F., Ngo H. D.* Electrostatic waves stimulated by coherent VLF signals propagating in and near the inner radiation belt // *Journal of Geophysical Research*. 1988. т. 93. с. 2599—2618.
97. *Groves K. M., Lee M. C., Kuo S. P.* Spectral broadening of VLF radio signals traversing the ionosphere // *Journal of Geophysical Research*. 1988. т. 93. с. 14683—14687.
98. *Bell T. F., Ngo H. D.* Electrostatic lower hybrid waves excited by electromagnetic whistler mode waves scattering from planar magnetic-field-aligned plasma density irregularities // *Journal of Geophysical Research*. 1990. т. 95. с. 149—172.
99. *Erlandson R. E., Swaminathan P. K., Kumar C. K., Dogra V. K.* [и др.]. North Star Plasma-Jet Space Experiment // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2004. т. 41. с. 483—489.
100. *Kelley M. C., Livingston R.* Barium cloud striations revisited // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. 2003. т. 108. с. 1044.
101. *Kondrat'ev I. G., Kudrin A. V., Zaboronkova T. M.* Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas. Gordon, Breach Science Publishers, 1999.
102. *Kostrov A. V., Kudrin A. V., Kurina L. E., Luchinin G. A., Shaykin A. A., Zaboronkova T. M.* Whistlers in Thermally Generated Ducts with Enhanced Plasma Density: Excitation and Propagation // *Physica Scripta*. 2000. июль. т. 62, № 1. с. 51—65.
103. *Laird M. J., Nunn D.* Full-wave VLF modes in a cylindrically symmetric enhancement of plasma density // *Planetary and Space Science*. 1975. т. 23, № 12. с. 1649—1657.
104. *Еськин В. А., Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Остафийчук О. М.* Волны, направляемые дуктами плотности в магнитоактивной плазме в нерезонансной области свистового диапазона частот // *Физика плазмы*. 2015. т. 41, № 3. с. 252—261.
105. *Kondrat'ev I. G., Kudrin A. V., Zaboronkova T. M.* Excitation and propagation of electromagnetic waves in nonuniform density ducts // *Physica Scripta*. 1996. июль. т. 54, № 1. с. 96—112.

106. *Kudrin A. V., Shkokova N. M., Ferencz O. E., Zaboronkova T. M.* Whistler wave radiation from a pulsed loop antenna located in a cylindrical duct with enhanced plasma density // *Physics of Plasmas*. 2014. т. 21, № 11. с. 112115.
107. *Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Лях М. Ю.* Возбуждение несимметричных волн заданными источниками в магнитоактивной плазме при наличии цилиндрического плазменного канала // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*. 2003. т. 46, № 5/6. с. 452—471.
108. *Strangeways H. J.* The effect of multi-duct structure on whistler-mode wave propagation // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1982. т. 44. с. 901—912.
109. *Bilitza D., Altadill D., Zhang Y., Mertens C.* [и др.]. The International Reference Ionosphere 2012 - a model of international collaboration // *Journal of Space Weather and Space Climate*. 2014. т. 4. A07.
110. *Thébault E., Finlay C. C., Beggan C. D., Alken P.* [и др.]. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation // *Earth, Planets, and Space*. 2015. т. 67. с. 79.
111. *Thomas L. D., Nesbet R. K.* Low - energy electron scattering by atomic oxygen // *Physical Review A*. 1975. т. 11. с. 170—173.
112. *Vranjes J., Krstic P. S.* Collisions, magnetization, and transport coefficients in the lower solar atmosphere // *Astronomy & Astrophysics*. 2013. т. 554. A22.
113. *Picone J. M., Hedin A. E., Drob D. P., Aikin A. C.* NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. 2002. т. 107. с. 1468.
114. *Zudin I. Y., Zaboronkova T. M., Gushchin M. E., Aidakina N. A., Korobkov S. V., Krafft C.* Whistler Waves' Propagation in Plasmas With Systems of Small-Scale Density Irregularities: Numerical Simulations and Theory // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. т. 124, № 6. с. 4739—4760.
115. *Shklyar D., Matsumoto H.* Oblique Whistler-Mode Waves in the Inhomogeneous Magnetospheric Plasma: Resonant Interactions with Energetic Charged Particles // *Surveys in Geophysics*. 2009. апр. т. 30, № 2. с. 55—104.
116. *Santolík O., Gurnett D. A., Pickett J. S., Chum J., Cornilleau-Wehrlin N.* Oblique propagation of whistler mode waves in the chorus source region // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. 2009. дек. т. 114, A12. A00F03.
117. *Cohen R., Whitehead J. D.* Radio-reflectivity detection of artificial modification of the ionospheric F layer // *Journal of Geophysical Research*. 1970. нояб. т. 75, № 31. с. 6439—6445.

118. *Stubbe P., Kopka H., Jones T. B., Robinson T.* Wide band attenuation of radio waves caused by powerful HF waves: saturation and dependence on ionospheric variability // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. 1982. март. т. 87, A3. с. 1551—1556.
119. *Mjølhus E.* Anomalous absorption and reflection in ionospheric radio modification experiments // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. 1985. май. т. 90, A5. с. 4269—4280.
120. *Knudsen D. J., Bock B. J. J., Bounds S. R., Burchill J. K.* [и др.]. Lower-hybrid cavity density depletions as a result of transverse ion acceleration localized on the gyroradius scale // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. 2004. апр. т. 109, A4. A04212.
121. *Knudsen D. J., Kabirzadeh R., Burchill J. K., Pfaff R. F.* [и др.]. Strong magnetic field fluctuations within filamentary auroral density cavities interpreted as VLF saucer sources // *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*. 2012. февр. т. 117, A2. A02217.
122. *Фролов В. Л., Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Вертоградов Г. Г.* [и др.]. Модификация ионосферы Земли мощным коротковолновым радиоизлучением // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2007. т. 177, № 3. с. 330—340.
123. *Van Compernelle B., Gekelman W., Pribyl P., Cooper C. M.* Wave and transport studies utilizing dense plasma filaments generated with a lanthanum hexaboride cathode // *Physics of Plasmas*. 2011. т. 18, № 12. с. 123501.
124. *Starodubtsev M., Korobkov S., Gushchin M., Grach S., Nazarov V.* Ducting of upper-hybrid waves by density depletions in a magnetoplasma with weak spatial dispersion // *Physics of Plasmas*. 2019. июль. т. 26, № 7. с. 072902.
125. *Костров А. В., Назаров В. В., Стародубцев М. В.* Лабораторное моделирование физических процессов в ионосфере при воздействии мощного радиоизлучения // *Известия вузов. Радиофизика*. 2007. т. 50, № 8. с. 731—746.