Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

УДК 537.874

На правах рукописи

Шиндин Алексей Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИО- И ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ СТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ, ВОЗМУЩЕННОЙ МОЩНЫМ КВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

01.04.03 – радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук С.М. Грач.

Нижний Новгород — 2014

Содержание

ВВЕДЕНИЕ 4
ГЛАВА 1. Зондирование возмущенной области ионосферы с помощью
коротких радиоимпульсов
1.1. Основные понятия
1.2. Постановка эксперимента
1.3. Методика восстановления профиля электронной концентрации по
измерениям фазы импульсных сигналов 31
1.4. Результаты восстановления профиля электронной концентрации 36
1.5. Вертикальные и горизонтальные движения плазмы в области
ионосферы, возмущенной ВЧ полем 42
1.6. Выводы по главе
ГЛАВА 2. Искусственные ионосферные слои при частотах волны накачки в
области 4-й электронной гирогармоники на стенде HAARP 48
2.1. Основные понятия
2.2. Постановка эксперимента
2.3. Результаты эксперимента
2.4. Обсуждение результатов
2.5. Выводы по главе
ГЛАВА 3. Анализ характеристик оптического свечения при активном КВ
воздействии на верхние слои ионосферы
3.1. Оптическое свечение при воздействии на ионосферу радиоизлучением
стенда «Сура»: результаты экспериментов 2010 года 64
3.1.1. Основные понятия
3.1.2. Постановка эксперимента

3.1.3.	Результаты эксперимента: свечение в красной линии
3.1.4.	Результаты эксперимента: свечение в зеленой линии
3.1.5.	Обсуждение результатов
3.2. Пр	остранственная корреляция крупномасштабных неоднородностей
плотност	и (по данным анализа GPS-сигналов) и искусственного оптического
свечения	в линии 630 нм
3.2.1.	Основные понятия
3.2.2.	Искусственное оптическое свечение и измерение ПЭС как
инстру	менты исследования крупномасштабных неоднородностей
ионосф	оеры
3.2.3.	Методика сопоставления данных оптических измерений и данных
измерений ПЭС98	
3.2.4.	Результаты эксперимента 102
3.2.5.	Выводы
3.3. Or	тическое свечение на длинах волн 630 и 557,7 нм при КВ
воздейств	зии на ионосферу излучением стенда «Сура» в области 4-й
гармоник	и электронного гирорезонанса110
3.3.1.	Основные понятия
3.3.2.	Постановка эксперимента 111
3.3.3.	Результаты эксперимента 121
3.3.4.	Обсуждение результатов 126
ЗАКЛЮЧЕ	НИЕ
СПИСОК Л	ИТЕРАТУРЫ134

введение

Воздействие на верхние слои ионосферы мощным КВ радиоизлучением может приводить к целому ряду эффектов, например: генерации различных плазменных мод, образованию неоднородностей плотности плазмы с масштабами от десятков сантиметров до десятков километров, генерации искусственного оптического и радиоизлучения, дополнительной ионизации и т.д. Изучение подобных эффектов происходит на нагревных стендах в ходе активных экспериментов. В настоящее время в мире существует несколько радиокомплексов, оснащенных оборудованием для создания и диагностики возмущений в ионосфере. Среди них: нагревный стенд «Сура» (ФГНБУ НИРФИ, р/п Васильсурск, Нижегородская область, Россия), EISCAT (European Incoherent Scatter Scientific Association, Тро́мсё, Норвегия), НААRР (High Frequency Active Auroral Research Program, Gakona, Alaska, на стадии консервации), стенд в районе г. Аресибо (Пуэрто-Рико, США, на стадии реконструкции).

Актуальность проблемы

Изучение природы эффектов воздействия КВ радиоизлучения на ионосферу является фундаментальной задачей физики плазмы, позволяющей исследовать закономерности возбуждения турбулентности магнитоактивной плазмы мощным высокочастотным электромагнитным полем, а также моделировать различные естественные процессы. Исследования проводятся с целью детального изучения поведения волн и частиц в околоземной плазме, моделирования естественных процессов в ионосфере и магнитосфере при различных внешних воздействиях, например, под влиянием мощных солнечных вспышек и корональных выбросов массы и т.д. Задача диагностики ионосферных возмущений естественного и антропогенного характера выходит на первый план в вопросах дальнейшего развития систем наземной и спутниковой связи, а также космической безопасности. В этих вопросах также является актуальной задача разработки методов создания в ионосфере контролируемых возмущений с заданными параметрами, изучения возможностей управления космической погодой и дальним распространением радиоволн.

Исследования явлений, происходящих в ионосфере и магнитосфере при воздействии на околоземное космическое пространство мощных КВ радиоволн, неизменно вызывают значительный интерес ученых ряда стран, в том числе России, США, Швеции, Великобритании, Норвегии, Украины, Японии, Бразилии, Франции, Канады, Финляндии, Китая. В Российской Федерации подобными исследованиями занимаются в ФГБНУ НИРФИ, ННГУ, ФИ РАН им. П.Н. Лебедева, ИЗМИРАН, ИДГ РАН, Казанском (Приволжском) Федеральном университете, Южном федеральном университете, Институте Арктики и Антарктики (ААНИИ), ПГИ КНЦ РАН, НПО «Тайфун» и др. Следует отметить, что работы проходят в тесной кооперации как внутри Российской Федерации, так и с зарубежными партнерами.

Проблема воздействия на ионосферу мощным радиоизлучением, обсуждается на специальных секциях на ассамблеях URSI, COSPAR, Всероссийских конференциях по распространению радиоволн, специальных конференциях и симпозиумах.

Состояние вопроса

Систематические исследования процессов взаимодействия мощного КВ радиоизлучения с околоземным космическим пространством (ионосферой и магнитосферой Земли) начались с 70-х гг. ХХ века. Рабочие частоты существующих нагревных стендов варьируются в пределах от 2.8 до 10 МГц, максимальная эффективная мощность излучения действующих стендов составляет от 160 до 3200 МВт. На момент 2014 г., после полного введения в строй в 2007 г., наиболее мощным нагревным стендом являлся стенд НААRP (в настоящее время проект законсервирован). Его эффективная мощность достигала 3200 МВт. Несомненным преимуществом стенда НААRP являлась возможность работы вблизи второй гармоники электронной циклотронной частоты ($2f_{ce} \sim 2,8$

МГц), где многие эффекты должны заметно усиливаться, и возможность быстрого электронного сканирования диаграммы направленности (ДН). Стенд НААRР был оснащен наиболее современными средствами диагностики. На стенде EISCAT наименьшая частота воздействия на ионосферу близка к третьей электронной гирогармонике (3fce ~ 4,04 МГц), тогда как минимальная рабочая частота стенда «Сура» (4,3 МГц) заметно превышает 3fce. Стенд «Сура», единственная в настоящее время установка в России для создания искусственных ионосферных возмущений, уступает по свой мощности и оснащенности комплексам EISCAT и HAARP. В то же время, географическое положение стенда – в средних широтах – позволяет проводить исследования в более стабильных ионосферных условиях, чем в приполярных районах. Поскольку физическая природа механизмов возбуждения искусственных ионосферных возмущений сходна в средних и высоких широтах, этот факт позволяет рассматривать эксперименты на стенде «Сура», как «эталонные» для отработки методик выделения эффектов техногенного происхождения на фоне естественных ионосферных возмущений в авроральной зоне и полярной шапке. Более подробные данные о технических параметрах зарубежных стендов можно найти в [1, 2]. Диагностика возмущенной области ионосферы осуществляется с помощью ее зондирования и просвечивания радиоволнами КВ, УКВ и СВЧ диапазонов (пробные волны, ракурсное рассеяние, радары некогерентного рассеяния), а также при измерениях излучения из возмущенной области в оптическом и радио диапазонах. Ряд исследований был проведен при запусках геофизических ракет через возмущенную область. В экспериментах изучаются структура пространственного и частотного спектра плазменных волн; спектры и динамика низкочастотных возмущений; дополнительная ионизация и оптическое свечение, вызываемые ускоренными электронами; искажения (модификация) профиля электронной концентрации; искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ) в КВ и СВЧ диапазонах; влияние развития параметрических неустойчивостей на крупномасштабное расслоение ионосферной плазмы, проникновение возмущений, вызванных искусственной турбулентности плазмы, во внешнюю

ионосферу и магнитосферу и др. При этом существенное внимание уделяется комплексному применению различных средств диагностики, например оптического свечения и радаров некогерентного рассеяния. В последние годы наиболее активные экспериментальные исследования ведутся в области изучения характеристик оптического свечения, измерений характеристик ИРИ с высоким временным разрешением, изучения характеристик крупномасштабного расслоения возмущенной области ионосферы при просвечивании сигналами ИСЗ, в частности, ГЛОНАСС/GPS сигналами, in situ исследования свойств ионосферной плазмы при пролетах ИСЗ над нагревными стендами. Среди недавних заметных экспериментальных достижений в области исследований воздействия мощного КВ радиоизлучения на ионосферу следует отметить обнаружение существенного увеличения оптического свечения, а также электронной температуры при воздействии на ионосферу в направлении вдоль геомагнитного поля (эффект «магнитного зенита», МЗ, стенды EISCAT, HAARP и «Сура»), обнаружение структур с повышенной интенсивностью оптического свечения, вытянутых вдоль геомагнитного поля (стенды «Сура» и HAARP) в красной, зеленой, фиолетовой и инфракрасной линиях, обнаружение осцилляций фазы GPS сигналов в такт с включением и выключением нагревного передатчика, появление резко ограниченных «дисков» оптического свечения, окруженных кольцами, отстоящими на 15-20° от центра пучка мощных радиоволн, появление новых следов на ионограммах, связанных с заметной дополнительной ионизацией ионосферной плазмы, при максимальных мощностях воздействия. Многие из перечисленных выше явлений, происходящих в возмущенной мощным КВ радиоизлучением области ионосферы, существенно зависят от соотношения частоты накачки f_0 и кратного гирорезонанса nf_{ce} . Новые интересные данные о динамических свойствах различных спектральных компонент ИРИ при fo~nfce и, соответственно, о нелинейных процессах, приводящих к возбуждению турбулентности и генерации ИРИ в условиях кратного гирорезонанса, получены в серии экспериментов по измерениям ИРИ с высоким временным разрешением

при специальных схемах воздействия на ионосферу, выполненных на стенде «Сура». Все эти явления требуют дальнейшего систематического изучения.

Цель работы

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование структуры и динамики области ионосферы, возмущенной мощным КВ радиоизлучением, радио- и оптическими методами, включающее в себя разработку новых и совершенствование существующих методик диагностики ионосферной плазмы, проведение экспериментальных исследований на нагревных стендах с использованием этих методик.

Обоснование структуры работы

Структура работы определяется накопленными к настоящему моменту экспериментальными результатами по теме работы и используемыми методами диагностики ионосферных возмущений. Это, во-первых, результаты применения коротких (до 200 мкс) импульсов, излучаемых на стенде «Сура», для зондирования резонансных областей ионосферы в экспериментах 2008, 2010 гг. Во-вторых, обнаружение искусственных ионосферных слоев дополнительной ионизации на нагревном стенде НААRP в 2011 г. с помощью ИРИ, отраженных сигналов пробных волн и плазменной линии. В-третьих, экспериментальные результаты, накопленные за 2010–2012 гг. на стенде «Сура», связанные с регистрацией искусственного оптического свечения ионосферы, сигналов спутников навигационных систем.

Научная новизна работы

Результаты, представленные в диссертационной работе, основаны на экспериментальных исследованиях, проведенных на стенде «Сура» в 2008, 2010, 2012 гг. и стенде HAARP в 2011 г. В ходе экспериментов с помощью радио- и оптических методов получена серия новых результатов, в том числе с использованием оригинальных, специально разработанных методик. В том числе:

- а). С помощью многочастотного фазового зондирования по данным экспериментов на стенде «Сура» в 2008 и 2010 гг. исследована динамика профиля электронной концентрации ионосферы при ВЧ воздействии на ионосферу, а также реконструировано поле вертикальных и горизонтальных движений. Разработанная методика восстановления профиля электронной концентрации в прирезонансной области магнитоактивной плазмы по данным импульсного зондирования F2-слоя ионосферы, в отличие от ранее использовавшихся методик многочастотного доплеровского зондирования, позволяет с высоким временным и пространственным разрешением восстанавливать динамику развития возмущений плотности ионосферной плазмы вблизи точки отражения и верхнегибридного резонанса магнитоактивной плазмы.
- б). В экспериментах на стенде НААRР обнаружены спускающиеся слои дополнительной ионизации по данным регистрации ИРИ, отраженных сигналов пробных волн и плазменной линии. Слои дополнительной ионизации были обнаружены в экспериментах на стенде НААRР в 2009 г. при воздействии на частотах вблизи 2f_{ce}. Представленная в диссертационной работе методика, успешно апробированная в экспериментах 2011 г. на стенде НААRР, позволяет оперативно и наглядно отслеживать спуск слоя дополнительной ионизации и оценивать его скорость и величину. В ходе этих экспериментов был обнаружен спуск слоя дополнительной ионизации при воздействии на ионосферу радиоизлучением на стенде НААRР на частотах вблизи 4f_{ce}.
- в). На основе данных нагревных экспериментов, проведенных на стенде «Сура» исследована структура пятна искусственного оптического свечения в красной линии (630 нм) атомарного кислорода, а также проанализирована зависимость свечения в красной и зеленой (557,7 нм) линиях от отстройки частоты волны накачки от 4f_{ce}.

г). Разработана методика и проведены первые эксперименты по совместной регистрации искусственного оптического свечения ионосферы и сигналов навигационных спутников. Цель таких экспериментов – сопоставить расположение области генерации искусственного оптического свечения с возмущениями электронной плотности, определяемыми по данным анализа сигналов навигационных спутников.

Практическая ценность работы

Анализ экспериментальных данных и их сопоставление с существующими теоретическими моделями – наиболее эффективный способ получения новых сведений о структуре возмущенной области ионосферы. Все полученные результаты в совокупности дают толчок к пониманию процессов, происходящих в верхних слоях ионосферы при воздействии на нее мощным КВ радиоизлучением, и могут послужить основой для решения задачи создания в ионосфере среды распространения радиоволн с заданными параметрами. Развитие используемых методов анализа данных расширяет возможности диагностики ионосферных возмущений естественной и антропогенной природы.

На публичную защиту выносятся следующие положения:

- При воздействии на ионосферу мощным КВ радиоизлучением на стенде «Сура» наиболее интенсивные возмущения электронной плотности (до – 1,5% от фоновых значений) сосредоточены в области плазменных резонансов волны накачки, начинаются вблизи точки отражения мощной радиоволны, и затем, с задержкой 2-3 с, в области верхнегибридного резонанса волны накачки.
- На стенде НААRР при воздействии на частотах вблизи 4-й гармоники электронной циклотронной частоты f_{ce} в направлении магнитного зенита обнаружено и исследовано образование слоя искусственной ионизации, опускающегося на 5-30 км от уровня отражения волны накачки (h₀ ≈ 210

км) до высот локального двойного резонанса h_D , где имеет место совпадение частоты волны накачки f_0 с верхнегибридной и кратной электронной циклотронной частотами.

- 3. С помощью регистрации оптического свечения на стенде «Сура» обнаружено, что при воздействии мощным КВ радиоизлучением и наклоне диаграммы направленности на юг пятно искусственного оптического свечения в большинстве случаев наблюдается в области магнитного зенита (M3, 18,5° на юг от вертикали), в то время как при вертикальном воздействии и увеличении высоты отражения волны накачки пятно свечения, напротив, смещается на север. При вертикальном излучении волны накачки развитие области искусственного свечения происходит в виде полос (страт), вытянутых вдоль проекций силовых линий геомагнитного поля на небосвод, при условии, что максимальный уровень яркости свечения не превышает 15 Рл.
- 4. В экспериментах на стенде «Сура» установлено, что при сближении частоты воздействия и критической частоты слоя F2 ионосферы менее чем на 0,5 МГц эффект появления искусственного оптического свечения сменяется эффектом подавления фонового свечения. Эти два эффекта могут наблюдаться одновременно, так как наблюдаемая область подавления свечения в несколько раз шире области его усиления.
- 5. Получены новые данные о зависимости интенсивности искусственного оптического свечения в красной (630 нм) и зеленой (557,7 нм) линиях атомарного кислорода от частоты воздействия f₀ в области четвертой электронной гирогармоники 4fce. В красной линии явной зависимости свечения от расстройки частот $\delta f = f_0 - 4f_{ce}$ не обнаружено. В зеленой линии (557,7 нм) при вертикальном воздействии искусственное свечение регистрировалось в области частот BH «под гармоникой» ($\delta f \sim = -5 \div 15 \text{ к} \Gamma \mu$) области искусственного радиоизлучения» $(\delta f \sim$ И «В сильного 220÷280 кГц), а при воздействии в магнитный зенит – только «над гармоникой» ($\delta f \approx 15$ кГц).

6. Разработана методика и проведены первые эксперименты по совместной регистрации искусственного оптического свечения и сигналов навигационных спутников. В ряде экспериментов наблюдалась пространственная корреляция области генерации искусственного оптического свечения и области пониженной электронной концентрации.

Апробация работы

Представленные результаты диссертационного исследования неоднократно докладывались на российских и международных конференциях и симпозиумах. В том числе лично были сделаны доклады на:

- a). XIV и XV научных конференциях по радиофизике (Нижний Новгород) в 2010 и 2011 гг.
- б). XXIII Всероссийской конференции «Распространение радиоволн» (Йошкар-Ола) в 2011 г.
- в). ХХХ Генеральной ассамблее URSI (Стамбул, Турция) в 2011 г.
- г). 39 и 40 Научных ассамблеях COSPAR в 2012 г. (Майсур, Индия) и 2014 г. (Москва, Россия).
- д). XIII Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» (Иркутск) в 2013 г.

Проведенные исследования были поддержаны стипендией Президента Российской Федерации для аспирантов в 2013-2014 гг., стипендией им. ак. Г.А. Разуваева для аспирантов в 2012-2014 гг., грантом для целевых аспирантов ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» в 2012-2013 гг. (соглашение № 14.132.21.1434), грантом РФФИ «Мой первый грант» № 14-02-31459-мол_а.

Результаты исследований также использовались при выполнении работ по грантам РФФИ (09-02-01150, 11-02-00125, 11-02-00419, 12-02-00513, 13-02-12074, 13-02-97072).

Публикации

Результаты настоящей диссертационной работы изложены в 24 публикациях, из них 7 статей в рецензируемых журналах [3-9], 10 статей в сборниках трудов конференций [11-20] и 7 тезисов докладов [21-27].

Личный вклад автора

Автор подключился к исследованиям эффектов воздействия мощных КВ радиоволн на ионосферную плазму на стенде «Сура» с лета 2009 г. Он принял непосредственное участие в экспериментальных кампаниях на стенде в августе 2009 г., марте и сентябре 2010 г., в августе-сентябре 2011 г., в сентябре 2012 г. и в марте, мае, сентябре и ноябре 2013 г, августе 2014 г. В марте-апреле 2011 г. и мае-июне 2014 г. автор принимал участие в экспериментах на стенде НААRР и в настоящее время участвует в анализе данных этих экспериментов. Автор принимал участие в экспериментов. Автор принимал участие в экспериментов, анализ полученных данных), б) регистрация и анализ ИРИ, в) анализ данных измерений искусственного оптического свечения ионосферы под действием мощных радиоволн, г) анализ данных просвечивания ионосферы GPS-сигналами искусственных спутников Земли.

За время работы автор освоил практику работы по регистрации искусственного коротковолнового радиоизлучения из возмущенной области ионосферы с помощью специализированного приемника прямого усиления, предназначенного для параллельного анализа сигналов в широкой полосе частот с большим динамическим диапазоном, изучил программное обеспечение первичной обработки сигналов, регистрируемых с помощью этого приемника. Для анализа полученных данных по импульсному зондированию ионосферы автором было разработано программное обеспечение для восстановления динамики профиля электронной концентрации в ионосфере по данным измерений фазы зондирующих сигналов, которое позволяет исследовать пространственновременные вариации профиля с существенно большей, по сравнению с ранее применявшимися методиками, точностью. По данным эксперимента сентября 2010 г. с применением разнесенного приема зондирующих сигналов автором проанализированы вариации трехмерного поля скоростей перемещения плазмы в возмущенной области ионосферы. Автор разработал методику и программное обеспечение для анализа данных измерений оптического свечения ночного неба, полученных с помощью фотометров и ПЗС-камер, а также программное обеспечение для сопоставления данных просвечивания возмущенной области сигналами навигационных спутников GPS и ГЛОНАСС с данными оптических измерений. Это позволило установить важные закономерности поведения оптического свечения ионосферы под действием мощных радиоволн и сделать существенный задел для дальнейших экспериментов, проведенных, в частности, в марте 2013 г.

Все представленные в главах 1-3 результаты исследований получены при непосредственном участии автора. Автором проведена обработка всех представленных в работе экспериментальных данных по методикам, разработанным им лично.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 152 страницу, включая 70 рисунков. Библиография включает 142 наименований, в том числе работы автора.

Краткое содержание работы

Во введении обосновывается актуальность диссертационной работы, описано состояние вопроса, которому посвящено настоящее исследование, сформулированы цель и научная новизна работы, определена ее практическая ценность, представлены положения, выносимые на публичную защиту, кратко изложено содержание диссертации.

В главе 1 представлены результаты применения коротких (до 200 мкс импульсов) для зондирования возмущенной области ионосферы. В разделе 1.1 приводятся основные сведения о процессах, протекающих при воздействии мощным КВ радиоизлучением на верхние слои ионосферы. Вводится понятие МДЗ экспериментов (экспериментов по многочастотному доплеровскому зондированию). Кратко изложены результаты ранее проведенных МДЗэкспериментов. Описана методика зондирования ионосферы мощными короткими импульсами, когда излучение передатчиков стенда «Сура» используется и для накачки и для зондирования ионосферы. Приводятся основные преимущества применения данной методики по сравнению с МДЗ-методиками, применявшимися ранее. Раздел 1.2 посвящен описанию проведенных в сентябре 2008 г. и 24 сентября 2010 г. экспериментов. Приведены схема излучения стенда «Сура», используемая в экспериментах, пример осциллограммы принятого во время квазинепрерывного воздействия сигнала, а также спектр сигнала первого отражения зондирующего импульса. Описывается схема разнесенного приема сигнала на 3 антенны, используемая в эксперименте 2010 г. В разделе 1.3 описана методика восстановления профиля электронной концентрации по измерениям фазы импульсных сигналов. Отдельно рассмотрены случаи изотропной и магнитоактивной плазмы. В случае магнитоактивной плазмы рассматриваются регуляризирующие алгоритмы, разработанные А.Н. Тихоновым, а также принцип обобщённой невязки, позволяющий согласовать точность полученного решения (вариаций высоты отражения отдельных спектральных компонент зондирующего сигнала) с точностью определения фазы отраженного сигнала. Описана процедура восстановления мгновенного профиля электронной концентрации по вариациям высоты отражения и данным вертикального зондирования ионосферы. В разделе 1.4 представлены результаты восстановления профиля электронной концентрации. На рисунках приведены исходные данные – вариации фазы отдельных спектральных компонент зондирующего импульса, полученные методом регуляризации вариации высот отражения, относительные вариации электронной концентрации, а также непосредственно динамика изменений профилей концентрации в ходе экспериментов. Отмечается, что в экспериментах 2008 и 2010 гг. во время воздействия наиболее интенсивные флуктуации плотности плазмы сосредоточены в области плазменных резонансов, имеют отрицательные значения и достигают в среднем -1,5% от фоновых значений, а характерные пространственные масштабы флуктуаций составляют 200÷500 м. В разделе 1.5 приводятся результаты вычисления вертикальных и горизонтальных скоростей в возмущенной области ионосферы. Вертикальные скорости, соответствующие скорости изменения высоты отражения спектральных компонент зондирующего сигнала, получены на основе данных из раздела 1.4. А горизонтальные скорости, соответствующие скорости движения дифракционной картины в эксперименте 2010 г., получены с помощью корреляционного метода анализа данных разнесенного приема сигнала на 3 антенны. Результаты приведены в виде полноцветных изображений. Отмечается, что в обоих экспериментах уже в течение первой секунды воздействия наблюдаются возмущения скоростей до ± 40 м/с для спектральных компонент с частотами вблизи f_0 (т.е. волн, которые отражаются вблизи точки отражения ВН). В течение следующих 2-3 секунд область таких возмущений увеличивается, а далее возникают возмущения из области ВГ резонанса. Также отмечается, что величина горизонтальной скорости уменьшается с увеличением высоты отражения спектральных компонент зондирующего сигнала. При включении и выключении воздействия величина горизонтального дрейфа дифракционной картины меняется слабо, в отличие от направления дрейфа. В разделе 1.6 приводятся выводы по главе 1.

В главе 2 представлены результаты наблюдения искусственных слоев ионизации при воздействии на ионосферу КВ радиоизлучением стенда HAARP по данным регистрации ИРИ, сигналов пробных волн и плазменной линии. Воздействие мощной радиоволной осуществлялось на частотах вблизи 4-й гармоники электронной циклотронной частоты. Раздел 2.1 представляет собой краткое введение, в котором, в частности, приведены параметры стенда HAARP. и описаны результаты экспериментов вблизи 2-й гармоники электронной частоты в 2009 г. где слои дополнительной ионизации были

обнаружены впервые. Раздел 2.2 посвящен описанию постановки экспериментов, проведенных 28 марта 2011 г. Подробно изложены схема управления лучом ДН, временная схема излучения волны накачки, расположение приемных пунктов, перечень используемого диагностического оборудования. Также приводится схема распространения волн в наблюдательных пунктах в случаях вертикального воздействия и воздействия в направлении МЗ. Изложены основные особенности ИРИ, зависящие от смещения частоты воздействия от электронной гирогармоники. В разделе 2.3 приведены результаты эксперимента, включающие спектрограммы ИРИ, зарегистрированного в ходе воздействия, действующие высоты отражения рассеянных диагностических импульсов. Отмечается, что при МЗ-воздействии спектральная компонента ИРИ BUM (Broad Upshifted Maximum) разделяется на две составляющие, обозначенные как BUM_S (стационарная компонента) и BUM_D (спускающаяся компонента). Компонента BUM_S не смещается по частоте так же, как и компонента BUM при вертикальном воздействии. Новая компонента BUM_D со временем смещается к f_0 до тех пор, пока ее частотная отстройка не достигнет ~15 кГц, после чего эта компонента исчезает. Скорость частотного дрейфа компоненты ВUM_D r_f составляет 1.2 ÷ 1.4 кГц/с при всех использованных f₀. Вместе с тем, по вариациям действующей высоты отражения диагностических импульсов, видно, что во время МЗвоздействия диагностические импульсы начинают отражаться заметно ниже основного отражающего слоя, наблюдается т.н. спускающийся слой отражения. Раздел 2.4 посвящен обсуждению результатов. Поясняется, как частотное смещение компоненты BUM_D во время МЗ-воздействия можно связать с уменьшением высоты ее генерации. Таким образом, определена скорость снижения высоты генерации V_{BUM} ~ 500 м/с. Показано, что высота исчезновения компоненты BUM _D соответствует высоте двойного резонанса. Отмечается, что снижение области генерации BUM_D согласуется со снижением высоты отражения диагностических импульсов, а суммарное снижение действующей высоты спускающегося слоя может достигать 145 км в зависимости от частоты воздействия. Делается вывод о том, что во время квазинепрерывного МЗ воздействия при $f_0 > 4f_{ce}$

наблюдаются два отдельных слоя отражения радиоволн: фоновый и вновь образованный спускающийся. Далее полученные результаты сопоставляются с результатами наблюдений плазменной линии с помощью радара MUIR, относительные мощности сигналов которой во время эксперимента приведены на рисунке. По этим данным также наблюдается уменьшение высоты области генерации сигнала со скоростью близкой к скорости снижения области генерации BUM_D. Небольшая разница может быть обусловлена тем, что области генерации плазменной линии и компоненты BUM не совпадают. Плазменная линия генерируется на высоте совпадающей или слегка меньшей высоты отражения О-волны, в то время как компонента ИРИ генерируется либо вблизи ВГ резонанса при малых отстройках $f_0 - 4f_{ce}$ либо заметно ниже ВГ резонанса при больших отстройка. Далее приведены результаты второй части эксперимента, когда частота волны накачки f₀ менялась со скоростью 5 кГц/с. Представлена спектрограмма ИРИ одного из сеансов воздействия. Из спектрограммы видно, что при $f_0 > 4f_{ce}$ наряду с "традиционной" компонентой BUM_S, максимальная интенсивность которой отмечена сплошной линией, генерируется BUM_D, что соответствует появлению слоя дополнительной ионизации. Определены высоты сдвига слоя $\Delta h \sim 8 \div 10$ км для различных частот воздействия. В данной постановке эксперимента дополнительный слой не успевает достичь высот двойного резонанса. В разделе 2.6 приводятся выводы по главе 1. Кроме прочего отмечается, что зарегистрированная в случае $f_0 > 4 f_{ce}$ скорость спуска дополнительного слоя превышает скорость спуска слоя в случае $f_0 \sim 2f_{ce}$ в 2÷3 раза.

В главе 3 представлены результаты анализа характеристик оптического свечения ионосферы при КВ воздействии на верхние слои ионосферы в ходе экспериментов, проведенных на стенде «Сура» в 2010 и 2012 гг. Глава разделена на три больших раздела.

Раздел 3.1 представляет собой обзор результатов исследований искусственного свечения под действием мощных радиоволн, проведённых на стенде «Сура» в 2010 году. В разделе 3.1.1 приведены основные понятия, а также история вопроса. В разделе 3.1.2 описана типичная постановка эксперимента, описание используемой диагностической, радио- и оптической аппаратуры, приведены примеры зарегистрированных данных фотометров и изображений ПЗС-камер, описана используемая методика обработки данных и изображений. Обсуждаются причины выбора того или иного режима воздействия с точки зрения процессов, протекающих в возмущенной области ионосферы. Рассматривается связь между крупномасштабными структурой пятна и неоднородностями электронной концентрации. В разделе 3.1.3 приведены результаты регистрации искусственного оптического свечения в красной линии атомарного кислорода отдельно для случаев вертикального и наклонного излучения волны накачки. Оценены типичные времена развития (~100 с) и релаксации (~30 с) оптического свечения. Отмечается, что характерное время развития свечения близко к радиационному времени жизни $\tau_r(O(^1D))$ возбуждённого уровня атомарного кислорода. Рассмотрены различные сценарии развития искусственного свечения в зависимости от высоты отражения и частоты волны накачки, размера и интенсивности пятна свечения. В том числе, случаи смещения максимума пятна свечения в течение одного сеанса воздействия или от одного сеанса до другого, а также случаи появления т.н. страт (вытянутых вдоль геомагнитного поля полос) в структуре пятна свечения. Отмечается, что при высотах отражения ВН порядка 250 км область искусственного свечения расположена вблизи центра прямолинейной проекции ДН на небосвод. При увеличении высоты отражения пятно свечения смещается к северу, смещение может достигать $6^{\circ} \div 8$. Отдельно рассматриваются случаи наклонного воздействия под углами 12 и 16° к вертикали. Отмечается, что в ходе экспериментов по наклонному воздействию зарегистрировано 3 типа искусственного оптического свечения: 1) большое по площади пятно слабой интенсивности с центром вблизи направления луча ДН; 2) компактное яркое пятно с центром в направлении МЗ (наиболее распространенный случай); 3) несколько пятен средней интенсивности, наиболее яркое из которых также расположено вблизи направления МЗ. Кроме того, когда критическая частота ионосферы f_{0F2} уменьшалась до значений, превышающих рабочую частоту стенда «Сура», не более чем на 0,5 МГц наблюдалось

подавление естественного фона оптического свечения. Отмечается, что в ряде сеансов воздействия наряду с генерацией свечения, на периферии возмущённой области наблюдалось подавление оптического фона. В разделе 3.1.4 приведены результаты регистрации искусственного оптического свечения в зеленой линии атомарного кислорода. Говорится о сложностях в регистрации свечения в зеленой линии, связанных с вариациями прозрачности атмосферы, часто маскирующими вариации яркости свечения. Отмечается, что в экспериментах 2010 г. в ряде сеансов воздействия свечение в зеленой линии было зарегистрировано по данным фотометра в ряде сеансов длительного и импульсного воздействия. Приводятся яркостные характеристики этого свечения (максимальное зарегистрированное свечение – ~5% от фоновых значений, ~ 10 Рл). Описывается процедура выделения искусственного оптического свечения в зеленой линии во время импульсного воздействия. Раздел 3.1.5 посвящен обсуждению полученных результатов. Отмечается, что смещение пятна свечения относительно направления луча ДН может быть связано с изменением высоты генерации ускоренных электронов. Сначала возбужденные атомы кислорода появляются на более низких высотах, а уже затем на больших высотах. Также поясняется, как стратификация пятен может быть обусловлена самофокусировочной неустойчивостью ВН, в результате которой в области существования плазменных волн образуются неоднородности концентрации плазмы с поперечными размерами 0,5 ÷ 5 км, причём ВН должна фокусироваться в областях пониженной концентрации плазмы. Проявление эффекта магнитного зенита объясняется усилением модификации ионосферы при запирании пучка мощных радиоволн, направленного вдоль магнитных силовых линий, в вытянутой вдоль магнитного поля каверне (полости) электронной концентрации вследствие самофокусировочной неустойчивости. Однако, приведенные в разделе результаты траекторных расчетов что в плоскослоистой ионосфере не наблюдается каких-либо особенностей траекторий лучей, которые могли бы отклонить поток энергии ВН в сторону магнитного зенита. Обнаруженный эффект смены знака воздействия ВН на оптическое свечение ионосферы может быть объяснено при корректном

учёте, наряду с ускорением, электронов нагрева плазмы мощной волной и температурной зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации $a_{3\phi}$ – процесса, в результате которого также образуются атомы кислорода в возбуждённом состоянии. Качественно эффект уменьшения фоновой яркости во время воздействия мощной радиоволной объясняется уменьшением коэффициента $a_{3\phi}$ с ростом температуры электронов ($a_{3\phi}(T_e) \approx T_e^{-1/2}$), а последующее небольшое увеличение яркости обусловлено накоплением ионов молекулярного кислорода O_2^+ за время действия нагревной радиоволны.

Раздел 3.2 посвящен результатам поиска пространственной корреляции крупномасштабных неоднородностей плотности (по данным анализа GPSсигналов) и искусственного оптического свечения в линии 630 нм в экспериментах, проведенных на стенде «Сура» в 2010 г. В разделе 3.2.1 показано, каким образом регистрация искусственного оптического свечения и сигналов навигационных спутников, пролетающих над возмущенной областью, может применяться для исследования крупномасштабных неоднородностей ионосферы. В разделе 3.2.2 приводятся краткие физические основы получения данных о полном электронном содержании из анализа характеристик GPS сигналов, а также описаны основные сложности постановки эксперимента. В разделе 3.2.3 описывается специально разработанная методика сопоставления данных совместных измерений искусственного свечения и ПЭС. В разделе 3.2.4 приведены результаты экспериментов 15 и 17 марта 2010 г. Отмечается, что в эксперименте 15 марта при вертикальном нагреве, когда спутник пролетал непосредственно над стендом «Сура», критические частоты опустились ниже рабочей частоты стенда «Сура» раньше, чем спутник вылетел из поля зрения камеры. В этом случае однозначных выводов о корреляции ПЭС и яркости искусственного оптического свечения сделать нельзя. Можно утверждать, что минимум ПЭС имеет место вблизи максимума яркости свечения, зарегистрированного в течение 12 минут до влета спутника в поле зрения камеры. В эксперименте 17 марта при наклоне диаграммы направленности антенной системы нагревного стенда на 12° на юг имеет место совпадение максимальной интенсивности искусственного оптического свечения с минимумом ПЭС, измеренного с помощью сигналов GPS. В разделе 3.2.5 приводятся выводы к разделу 3.2. В частности отмечается, что для однозначных выводов о корреляции ПЭС и интенсивности искусственного оптического свечения необходимо проведение дополнительных экспериментов и обработка результатов по разработанной методике.

В разделе 3.3 представлены результаты исследования искусственного оптического свечения на длинах волн 630 и 557,7 нм при КВ воздействии на ионосферу излучением стенда «Сура» в области 4-й гармоники электронного гирорезонанса. В разделе 3.3.1 изложены основные понятия. В частности, перечислены эффекты, связанные с воздействием мощных радиоволн на ионосферу, чувствительные к соотношению между частотой ВН и гирогармоникой. Отдельно выделяется зависимость от гирогармоники ИРИ, позволяющая достаточно точно оценивать отстройку ($f_0 - nf_{ce}$). В разделе 3.3.2 описана методика экспериментов, проведенных 11, 13 и 14 сентября 2012 г. на стенде «Сура». Значение 4fce в ходе экспериментов определялось одним из нескольких способов: 1) наиболее точно (погрешность 5 ÷ 10 кГц) по формуле (2.1) в области значений $4f_{ce} < f_0 < 4f_{ce} + 100$ кГц («над гирогармоникой»), когда в спектрах ИРИ присутствуют достаточно интенсивные компоненты BUM и DM; несколько менее точно (погрешность $10 \div 15$ кГц) в резонансной области при $f_0 \approx 4 f_{ce}$, где компонента DM имеет наименьшую интенсивность; в области $4f_{ce} - 50$ кГц< $f_0 < 4f_{ce}$ (под гирогармоникой, погрешность может достигать 15 ÷ 20 кГц), где вновь увеличивается интенсивность компоненты DM и ее сателлитов 2DM, 3DM и т.д.; наименее точно при $4f_{ce} + 150$ кГц $< f_0 < 4f_{ce} + 250$ кГц в области сильного излучения – по данным вертикального зондирования ионосферы (погрешность 20 ÷ 30 кГц) и модели International Geomagnetic Reference Field. Также в разделе приведен список использованной оптической и другой диагностической аппаратуры. На рисунках приводятся примеры зарегистрированных с помощью ПЗС-камер изображений искусственного оптического свечения, а также данные, полученные с помощью фотометров. В разделе 3.3.3 приведены результаты экспериментов. Отмечается, что по данным фотометра сигнал в

красной линии уверенно наблюдался с характерными временами развития ~ 90 с и релаксации ~ 20 с, соответствующими полученным в предыдущих экспериментах на стенде «Сура». Сигнал в зеленой линии 557,7 нм с трудом различим на фоне сильно нерегулярного поведения свечения. Однако с помощью метода наложения эпох искусственное свечение удается выделить. В представленных экспериментах свечение в зеленой линии было зарегистрировано в течение нескольких последовательных сеансов непрерывного воздействия. Во время импульсного воздействия искусственное оптическое свечение зарегистрировано не было. В разделе приведены рисунки, иллюстрирующие зависимость максимальной интенсивности искусственного свечения от отстройки $f_0 - 4f_{ce}$ отдельно для красной и зеленой линии. При $f_0 > 4f_{ce}, \, \delta f = f_0 - 4f_{ce} \sim 15 \div 20 \,$ кГц яркость свечения в красной линии при воздействии в направлении магнитного зенита несколько (~ в 1.5 раза) превышает яркость при вертикальном воздействии. В зеленой линии при таких значениях *бf* сигнал уверенно регистрировался только при воздействии в направлении магнитного зенита. При вертикальном воздействии какой либо регулярной зависимости яркости свечения от *бf* в диапазоне – $15 < \delta f < 280$ кГц отмечено не было, максимальная яркость наблюдалась в одном из сеансов при $\delta f \sim = -15 \div 20$ кГц. В зеленой линии свечение наблюдалось только в непосредственной близости от гармоники при $-15 < \delta f < +5$ кГц и в области сильного излучения $230 < \delta f < 280$ кГц. Причем во втором диапазоне δf искусственное свечение в зеленой линии было наиболее сильным. При вертикальном (14.09) и наклонном (11.09) воздействии обнаружена смена генерации искусственного свечения на подавление фонового свечения в красной линии при уменьшении критической частоты F2- слоя. По данным, полученным с помощью камеры, оснащенной сверхширокоугольным объективом, в эксперименте 11 сентября вдали от зарегистрированных пятен (в направлении до 18° от центра пятна свечения) имели место области подавления свечения. Интенсивность искусственного свечения в центре пятна составляет ~ 5% над фоном, относительная величина подавления свечения на расстоянии ~9 и 18° от центра пятна в направлении к вертикали составляла 1,6 и 1,4% соответственно. В экспериментах 13 и 14 сентября при вертикальном воздействии подобных эффектов не наблюдалось. Раздел 3.3.4 посвящен обсуждению результатов. Приводится сопоставление полученных результатов с результатами, полученными ранее в экспериментах на стендах EISCAT и HAARP.

В заключении приведены основные результаты работы.

ГЛАВА 1. Зондирование возмущенной области ионосферы с помощью коротких радиоимпульсов

В настоящей главе описан метод применения коротких радиоимпульсов (длительностью до 200 мкс) для диагностики структуры и динамики области ионосферы, возмущенной ВЧ полем накачки [4, 9].

1.1. Основные понятия

При воздействии на ионосферную плазму мощными ВЧ электромагнитными полями в результате развития параметрических неустойчивостей происходят генерация различных ВЧ и НЧ плазменных мод, нагрев и изменение плотности плазмы, ускорение электронов [28]. В настоящее время хорошо известно, что наиболее интенсивное взаимодействие мощной радиоволны (волны накачки, ВН) обыкновенной поляризации с ионосферной плазмой имеет место вблизи уровня ее отражения (плазменного резонанса) при $f_0 \approx f_{\rm pe}$ и верхнегибридного (ВГ) резонанса при $f_0 = (f_{pe}^2 + f_{ce}^2)^{1/2}$ (здесь $f_0, f_{pe} = 2e^2N / m, f_{ce} = eB/2\pi m$ - частота ВН, электронные плазменная и циклотронная частоты, соответственно, е, т, N – заряд, масса и концентрация электронов, с и В – скорость света и индукция геомагнитного поля). Это соответствует теоретическим представлениям [29, 30] и подтверждено в экспериментах по многочастотному доплеровскому зондированию (МДЗ) ионосферы [31-33], в которых было обнаружено вытеснение плазмы из областей плазменных резонансов ВН. Серия подобных измерений была проведена вблизи гармоник электронной циклотронной частоты при $f_0 \sim n f_{ce}$ на нагревных стендах в Тромсё (Норвегия) при $f_0 \sim 3 f_{ce}$ [33] и «Сура» (п. Васильсурск, Нижегородская обл.) при $f_0 \sim 4 f_{ce}$ [34]. В МДЗэкспериментах используется несколько маломощных волн обыкновенной поляризации с частотами f_i (i = 1, 2, ..., k) (k = 8 в [32-34]) вблизи f_0 для зондирования областей плазменных резонансов. Измерения временных вариаций фазы пробных волн позволяют определить модификацию профиля электронной концентрации. Чтобы покрыть большую область высот, разница в частотах двух соседних пробных волн ($f_{i+1} - f_i$) составляет не менее 20 кГц. При этом расстояние между соседними «пробными высотами» в ионосфере обычно 0,5–1 км. Для детального исследования эволюции профиля электронной концентрации требуется увеличение высотного разрешения с сохранением достаточно большого высотного диапазона. С этой целью была разработана методика зондирования ионосферы, возмущенной ВЧ радиоволнами, мощными короткими импульсами [35] и успешно применена в экспериментах на стенде «Сура» в 2008 [9] и 2010 годах [4]. В этих экспериментах передатчики стенда «Сура» используются одновременно для излучения волны накачки и пробных волн, а для регистрации сигналов используется широкополосный цифровой приемник с высоким динамическим диапазоном.

В настоящей главе описана методика зондирования и обработки данных для результатов, полученных в сентябре 2008 года и сентябре 2010 года. Постановка эксперимента описана в разделе 1.2. Раздел 1.3 содержит описание используемого регуляризирующего алгоритма для реконструкции профиля электронной концентрации в ионосфере по экспериментальным данным. Полученные результаты представлены в разделе 1.4.

Использование мощных коротких импульсов и широкополосного радиоприемника также позволяет увеличить эффективность и высотное разрешение измерений горизонтальных скоростей в ионосфере с помощью разнесенного приема и корреляционного анализа отраженных импульсов [4]. В разделе 1.5 представлены результаты восстановления 3-х мерного поля скоростей в ионосфере во время ВЧ воздействия, где вертикальные скорости получены методом МДЗ, а горизонтальные скорости – методом корреляционного анализа. В разделе 1.6 сформулированы выводы по главе.

1.2. Постановка эксперимента

Эксперименты были проведены на стенде «Сура» (географические координаты: 56,15° с.ш., 46,10° в.д.; Нижегородская обл., р/п Васильсурск, геомаг-

нитное наклонение – 71,5°) в сентябре 2008 г. с 15:00 до 18:00 МСК (ниже, в качестве иллюстрации, приводятся результаты одного эксперимента, проведенного 8 сентября 2008 г. в 15:18, далее – эксперимент I), а также 24 сентября 2010 г. с 16:50 до 19:20 МСК (далее – эксперимент II). Частота ВЧ воздействия f₀ (частота волны накачки, BH) выбиралась исходя из ионосферных условий и зашумленности эфира вблизи f_0 . В эксперименте I – $f_0 = 4785$ кГц; в эксперименте II – $f_0 = 4740$ кГц. Два передатчика стенда излучали квазинепрерывную (КН) ВН (период повторения импульсов – T = 100 мс; длительность импульсов в эксперименте I – τ = 75 мс, скважность – $Q \sim 1,3$, в эксперименте II – τ = 70 мс, скважность – $Q \sim 1,4$) с эффективной мощностью излучения $P \sim 60$ MBт, достаточной для создания в ионосфере возмущенной области. Длительность такого КН воздействия составляла 2 мин в эксперименте I (при длительности сеанса наблюдений 10 мин) и 20 мин в эксперименте II (при длительности сеанса наблюдений 30 мин). Одновременно, для формирования отраженных сигналов с целью диагностики высотной структуры возмущенной области, излучались короткие ($\tau \le 200$ мкс), но мощные ($P_{\text{дв}} \sim 20$ MBт) импульсы с таким же периодом повторения T = 100 мс ($Q_{\text{ДB}} \ge 500$) на двух частотах $f_{\text{ДB}} = f_0$ и $f_{\text{ДB}} = f_0 - 200$ кГц. Пиковая мощность такого диагностического излучения была достаточна для создания широкого спектра диагностических волн (с шириной спектра до 300 кГц для одного передатчика), а средняя мощность излучения не превышала $\langle P_{\Pi B} \rangle = P_{\Pi B} Q_{\Pi B} \sim 40$ кВт, что значительно ниже порогов генерации и поддержания ионосферных плазменных неустойчивостей различных типов [28, 36-39]. Диагностические импульсы излучались в течение всего сеанса наблюдений, включая время КН воздействия, когда они излучались в паузах между КН импульсами. При таком комбинированном режиме излучения ВН создает возмущения плотности плазмы, в частности, в областях плазменного (уровень отражения ВН) и ВГ резонансов, в то время как диагностическое излучение обеспечивает диагностику возмущенной области ионосферы [32, 35].

Продольный (вдоль магнитного поля) размер области плазменных возмущений, определяемый процессами диффузии, составляет несколько десятков километров и сопоставим с размером ионосферного слоя. Изменение расстройки частот $\Delta f = f_{\text{дB}} - f_0$ дает возможность исследовать свойства плазменной турбулентности в центре (при $f_{\text{дB}} = f_0$) и на периферии возмущенной области по измерениям амплитудно-фазовых характеристик пробных радиоволн. Использованная в экспериментах схема излучения проиллюстрирована на Рис. 1.1. На рисунке во «временной лупе» показано включение зондирующего импульса во время короткой паузы при КН режиме излучения на частоте f_0 . Пример реальной осциллограммы для этого временного интервала показана на Рис. 1.2. На рисунке хорошо различимы сигнал земной волны (3В) и сигналы кратных отражений 200 мкс зондирующего импульса. На Рис. 1.3 приведен спектр сигнала 1-го отражения в момент начала КН воздействия. Видно, что спектр диагностического излучения состоит из двух основных составляющих на частотах $f_0 =$ 4740 кГц и $f_{\text{дB}} = 4740$ кГц в соответствии с режимом излучения. На рисунке для сравнения приведен также спектр фонового шума.

Использование широкополосного радиоприемного устройства и специально разработанных алгоритмов обработки цифровых сигналов (в частности, цифрового гетеродинирования и фильтрации) позволили в широкой полосе частот (в целом ~ 500 кГц) исследовать эволюцию амплитуды и фазы различных спектральных компонент отраженного диагностического сигнала, прошедшего через возмущенную область дважды [35]. Спектральная ширина отраженного диагностического сигнала для каждого передатчика стенда (до 300 кГц) обеспечивалась как высокой эффективной мощностью излучения передатчиков, так и высоким динамическим диапазоном широкополосного приемника (~ 96 дБ). Частотное разрешение анализа составляло 1 кГц, а временное разрешение выбиралось в соответствии с периодом повторения импульсов (T = 100 мс). Результаты измерений временных вариаций фазы $\varphi_i(t)$ для различных спектральных компонент (*i*) отраженного от ионосферы сигнала являлись исходными данными для дальнейшей процедуры восстановления профиля электронной концентрации в ионосфере N(z, t) с помощью алгоритмов, описанных в следующем разделе.



Рис. 1.1. Схема излучения стенда «Сура»



Рис. 1.2. Осциллограмма принятого сигнала во время КН воздействия



Рис. 1.3. Спектр сигнала первого отражения, соответствующий временному интервалу [-0,5; 1,5] мс, отмеченному горизонтальной чертой под временной осью панели «б»; спектр фонового шума, соответствующий временному интервалу [-4; -2] мс перед ЗВ

Начальные (опорные) профили были получены в результате обработки ионограмм. Регистрация ионограмм производилась каждые 10 мин в течение эксперимента с помощью ионозонда, расположенного на территории стенда. Временные вариации высот отражения $\Delta Z(f_i, t)$ различных спектральных компонент f_i , полученные в ходе решения обратной задачи МДЗ (восстановления профиля электронной концентрации) N(z, t), позволяют вычислить вертикальные скорости смещения $\partial \Delta Z/\partial t$ для различных f_i .

Прием отраженного от ионосферы диагностического излучения на три разнесенных антенны в эксперименте II позволил определить компоненты горизонтальной скорости в ионосфере с помощью корреляционного анализа сигналов принятых с разных антенн. Для этого были использованы три квадрата (южный (1), центральный (2) и восточный (3)) по 4 диполя в углах полного массива (24 диполя) приемной антенны (Рис. 1.4). Расстояние между электрическими центрами квадратов составляло d = 84 м.



Рис. 1.4. Схема расположения приемных антенн, применяемая в ходе эксперимента II (метод разнесенного приема)

Использование двух вышеописанных методик позволило по данным эксперимента II построить трехмерное поле скоростей в возмущенной области плазмы, в котором горизонтальные компоненты получены в результате корреляционного анализа сигналов с разных антенн, а вертикальные – в результате фазовых измерений.

1.3. Методика восстановления профиля электронной концентрации по измерениям фазы импульсных сигналов

Для решения обратной задачи восстановления эволюции профиля электронной концентрации по результатам фазового (доплеровского) зондирования области искусственной турбулентности ионосферной плазмы рассмотрим случай вертикального нагрева ионосферы мощными радиоволнами декаметрового диапазона. Горизонтальные размеры области возмущения определяются диаграммой направленности антенны стенда и оказываются достаточно большими, чтобы при вертикальном зондировании рассматривать распространение волн как в плоско-слоистой среде с профилем N(z, t), где z - высота, t – время.

Пусть в начальный момент времени $t = t_0$ началось возмущение ионосферы, в результате которого профиль электронной концентрации $N(z, t_0)$ стал изменяться. Через некоторое характерное время τ_N установится новое распределение $N(z, t_1)$. Результат искусственного воздействия на профиль N(z, t) можно характеризовать функцией возмущения:

$$\Delta N(z) = N(z, t_1) - N(z, t_0).$$
(1.1)

Определение $\Delta N(z, t)$ по результатам фазовых измерений и будет далее рассмотрено. Относительно искомой функции $\Delta N(z, t)$ сделаем ряд предположений, которые могут упростить задачу и в то же время учтут основные свойства реальных искусственных возмущений. Будем считать, что функция $\Delta N(z, t)$ отлична от нуля в интервале высот $[z_1, z_2]$, а вне этого интервала $\Delta N(z, t) = 0$. Будем считать, что функции $\Delta N(z, t)$ и N(z, t) – достаточно гладкие функции z, и для расчета параметров зондирующих радиоволн применимо геометрооптическое приближение, для которого набег фазы $\varphi(\omega, t)$ определяется формулой [40]:

$$\varphi(\omega,t) = \frac{2\omega}{c} \int_{0}^{z_{\rm orp}} n(\omega,\omega_{\rm p}(z,t)) dz - \frac{\pi}{2}, \qquad (1.2)$$

где $\omega_{\rm p}(z, t) = (4\pi e^2 N(z, t) / m)^{\frac{1}{2}}$ – плазменная частота, $n(\omega, \omega_{\rm p})$ – показатель преломления радиоволны, $z_{\rm orp}$ – высота отражения радиоволны, которая определяется из условия:

$$n(\omega, \omega_{\rm p}(z_{\rm orp}, t)) = 0. \tag{1.3}$$

При учете влияния магнитного поля Земли формулы (1.2) и (1.3) нужно записывать отдельно для каждой магнитоионной компоненты. В общем случае показатели преломления обыкновенной (О) и необыкновенной (Х) волн в магнитоактивной плазме определяются выражением [40]:

$$n_{O,X}^{2}(\omega,\omega_{p}) = 1 - \frac{\nu(2(1-\nu) - u\sin^{2}\theta \pm \sqrt{u^{2}\sin^{4}\theta + 4u(1-\nu)^{2}\cos^{2}\theta})}{2(1-u-\nu + u\nu\cos^{2}\theta)},$$
 (1.4)

где $v = \omega_p^2 / \omega^2$, $u = \omega_{ce}^2 / \omega^2$, $\omega_{ce} = eB / m$ – циклотронная частота, $\vartheta = 18.5^\circ$ – угол наклона геомагнитного поля от вертикали. При этом в (1.4) знак «–» соответствует показателю преломления волны обыкновенной поляризации, а «+» – необыкновенной.

Решая задачу определения функции $\Delta N(z, t)$ по известной зависимости вариаций фазы $\varphi(\omega, t)$ от частоты и времени, перейдем в (1.2) от интегрирования по высоте *z* к интегрированию по плазменной частоте ω_p [41-44]:

$$\int_{\omega_{\rm l}}^{g(\omega)} K(\omega, \omega_{\rm p}) \Delta Z(\omega_{\rm p}) d\omega_{\rm p} = y(\omega), \qquad (1.5)$$

где $K(\omega, \omega_p) = dn_{O, X}(\omega, \omega_p) / d\omega_p - ядро интегрального уравнения, <math>g(\omega) - плаз-$ менная частота в точке отражения, $g(\omega) = \omega$ для О-волны и $g(\omega) = (\omega(\omega - \omega_{ce}))^{\frac{1}{2}}$ – для Х-волны, $\Delta Z(\omega_p) = z(\omega, t_1) - z(\omega, t_0)$ – разность высот отражения зондирующей радиоволны в текущий и начальный моменты времени, а $y(\omega)$ – экспериментально определяемая правая часть:

$$y(\omega) = \frac{c}{2\omega} \Delta \varphi(\omega), \qquad (1.6)$$

здесь $\Delta \varphi(\omega) = \varphi(\omega, t_0) - \varphi(\omega, t_1) - дополнительный набег фаз, связанный с не$ стационарностью профиля <math>N(z, t) в интервале времени $[t_0, t_1]$. При этом учтено, что в точке отражения $n(\omega, g(\omega)) = 0$, а на входе в слой плазмы (при $z = z_1$ и $\omega_p = \omega_1$) $\Delta Z(\omega_1) = 0$.

Относительную ширину интервала используемых для зондирования частот [$\omega_{\min}, \omega_{\max}$] можно характеризовать величиной:

$$\delta\omega = 2\frac{\omega_{\max} - \omega_{\min}}{\omega_{\max} + \omega_{\min}}.$$
(1.7)

В ранее проведенных экспериментах [41, 45, 46] количество зондирующих волн было небольшим, а параметр $\delta \omega \ge 1$. В рассматриваемом случае $\delta \omega \approx 0,1$.

Из интегрального уравнения (1.5) для ряда важных случаев приближенного задания $n(\omega, \omega_p)$ (в частности, в виде $n(\omega, \omega_p) = (1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{\frac{1}{2}}$, как в изотропной плазме и в области квазипоперечного распространения О-волны [40] можно получить хорошо известное уравнение Абеля [46-48], которое имеет аналитическое решение. Однако использование показателя преломления в таком виде при $\delta \omega \ll 1$ приводит к большим ошибкам [46]. Модифицированная функция

$$n_{\rm M}(\omega,\omega_{\rm p}) = \left(1 - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega^2}\right)^{\beta}, \qquad (1.8)$$

при соответствующем подборе степени $\beta \leq \frac{1}{2}$ может достаточно хорошо описывать ход $n(\omega, \omega_p)$ при $\omega \to \omega_p$ [46]. Подставив (1.8) в (1.5), получим обобщенное уравнение Абеля [31]:

$$\int_{\omega_{\min}}^{\omega} \frac{\Delta Z(\omega_{\rm p})\omega_{\rm p}}{\left(\omega^2 - \omega_{\rm p}^2\right)^{1-\beta}} d\omega_{\rm p} = F(\omega), \qquad (1.9)$$

где

$$F(\omega) = -\frac{c}{4\beta} \frac{\Delta \varphi(\omega)}{\omega^{1-2\beta}},$$
(1.10)

а решение имеет вид [31]:

$$\Delta Z(\omega_{\rm p}) = \frac{2}{\pi} \sin[\pi(1-\beta)] \int_{\omega_{\rm nnin}}^{\omega_{\rm p}} \frac{\partial F(\omega)/\partial\omega}{(\omega_{\rm p}^2 - \omega^2)} d\omega.$$
(1.11)

Значение показателя β , оптимальное для $\delta \omega \ll 1$, оказалось равным 0,3 [46].

Для магнитоактивной плазмы уравнение (1.5) уже не сводится к интегральному уравнению Абеля. В этом случае необходимо применять регуляризирующие алгоритмы, разработанные А.Н. Тихоновым [49]. В работе [45] путем численных расчетов при модельном задании $\Delta Z(\omega_p)$ была исследована эффективность решения уравнения (1.5) с помощью таких алгоритмов. Приближенное решение интегрального уравнения (1.5) методом регуляризации состоит в том, что ищется минимум сглаживающего функционала:

$$M_{\alpha}(\Delta Z) = \|A_{\Delta Z} - y_{\delta}\|_{L_{2}}^{2} + \alpha \|\Delta Z\|_{W_{2}^{1}}^{2}, \qquad (1.12)$$

где *а* – параметр регуляризации,

$$\left\|A_{\Delta Z} - y_{\delta}\right\|_{L_{2}}^{2} = \int_{\omega_{1}}^{\omega_{2}} \left[\int_{\omega_{1}}^{g(\omega)} K(\omega, \omega_{p}) \Delta Z(\omega_{p}) d\omega_{p} - y(\omega)\right]^{2} d\omega$$
(1.13)

- норма невязки в пространстве *L*₂,

$$\left\|\Delta Z\right\|_{W_{2}^{1}}^{2} = \int_{\omega_{1}}^{g(\omega)} \left[\Delta Z^{2}(\omega_{p}) + \Delta Z'^{2}(\omega_{p})\right] d\omega_{p}$$
(1.14)

– норма решения в пространстве W_2^1 Соболева. Выбор параметра регуляризации α осуществляется в соответствии с принципом обобщенной невязки путем решения уравнения для обобщенной невязки:

$$\rho(\alpha) = \left\| A \Delta Z_{\alpha} - y_{\delta} \right\|^2 - \delta y^2 = 0.$$
(1.15)

Принцип обобщенной невязки позволяет согласовать точность решения с точностью *бу* задания правой части. Функционал (1.14), входя в (1.12) с весом

 α , ограничивает как само решение $\Delta Z(\omega_p)$, так и его первую производную $\Delta Z'(\omega_p)$, тем самым препятствуя сильным вариациям $\Delta Z(\omega_p)$ из-за ошибок измерения правой части y_{δ} .

После выполнения конечно-разностной аппроксимации сглаживающего функционала (1.12) задача поиска его минимума сводится к решению системы из *k*-линейных алгебраических уравнений, где *k* – количество частот зондирования:

$$B^{\alpha}\Delta Z = B\Delta Z + \alpha C \varDelta Z = D, \qquad (1.16)$$

где $B^{\alpha} = B + \alpha C$ и D – матрица коэффициентов системы и вектор правых частей, соответственно.

По рассчитанной зависимости $\Delta Z(\omega, t)$ и начальному распределению концентрации $N_0(z)$ можно проследить за эволюцией электронной концентрации от высоты N(z, t). Для этого перейдем от функции $\Delta Z(\omega, t)$ к $\Delta Z(N, t)$, используя однозначную связь между частотой отражения радиоволны и электронной концентрацией $\omega = (4\pi e^2 N / m)^{\frac{1}{2}}$. Пусть $Z(N_0)$ – обратная функция от начального распределения. Тогда

$$Z(N, N_0, t) = Z(N_0) + \Delta Z(N, t)$$
(1.17)

- зависимость высоты отражения волны от концентрации. Теперь, вновь вычисляя обратную функцию, находим искомое распределение N(Z, t).

Восстановление динамики профиля N(z, t) в ионосфере, возмущенной мощным радиоизлучением, на основе измерений фазы для различных спектральных компонент импульсного диагностического излучения проводилось в среде Matlab. В анализируемом эксперименте использовалось спектральное разложение сигнала по 500 частотам с шагом $\delta f = 1$ кГц, временное разрешение, определяемое периодом повторения импульсов, составляло $\delta t = 100$ мс. Для общности, за начальный момент времени t_0 принималось время начала наблюдений (время начала регистрации файла данных), а значению t = 0 с соответствовал момент включения ВН. Алгоритм работы программы можно описать

следующим образом. Создавался массив $\Delta \Phi(\omega, t) = \varphi(\omega, t) - \varphi(\omega_{\min}, t)$ для фазовых сдвигов пробных волн $\varphi(\omega, t)$, определяемых формулой (1.2) за вычетом $\varphi(\omega_{\min}, t) - \varphi(\omega_{\min}, t) - \varphi(\omega_{\min}, t)$ – фазы наименьшей из частот пробных волн, в наших экспериментах $\omega_{\min} = 2\pi(f_0 - 350 \text{ кГц})$. Пробная волна на этой частоте отражалась заметно ниже области ВГ резонанса ВН, и предполагалось, что в эволюции фазы для этой и меньших частот отсутствуют особенности, связанные с воздействием мощной радиоволны в области плазменных резонансов. С другой стороны, согласно [46], вычитание $\varphi(\omega_{\min}, t)$ позволяет убрать из рассмотрения процессы, приводящие к изменению плотности плазмы в нижних слоях ионосферы. Таким процессом в экспериментах по нагреву плазмы является нарушение ионизационнорекомбинационного баланса в нижней ионосфере за счет температурной зависимости коэффициента рекомбинации, приводящее к росту электронной концентрации [50].

Для каждого временного отсчета, интегральное уравнение (1.5) решалось с использованием метода регуляризации Тихонова. Из полученных зависимостей $\Delta Z(\omega, t)$ вычитались «начальные» высотные сдвиги $\Delta Z(\omega, 0)$, несвязанные с накачкой. Затем данные подвергались фильтрации методом текущего усреднения по частоте (ширина окна усреднения – 21 частотный отсчет) для сглаживания эффектов многолучевого распространения пробных волн в возмущенной области ионосферы.

1.4. Результаты восстановления профиля электронной концентрации

На Рис. 1.5 представлены вариации фазы $\Delta \Phi(f, t)$ зондирующего сигнала для различных спектральных компонент с шагом 25 кГц и постоянным сдвигом 50 рад, а также (на отдельных вертикальных осях в нижних частях панелей Рис. 1.5) толстыми линиями показаны вычитаемые значения $\Phi_0 = \varphi(f_{\min}, t)$. Также толстыми кривыми выделены фазовые вариации $\Delta \Phi(f_0, t)$ и $\Delta \Phi(f_{\text{BF}}, t)$. Панель (а) Рис. 1.5 соответствует данным, полученным в эксперименте I, а панель (б) – в эксперименте II. Над горизонтальными осями черными полосами отмечены временные интервалы КН нагрева.


Рис. 1.5. Вариации фазы различных спектральных компонент $\Delta \Phi(f, t)$ зондирующего сигнала за вычетом $\Phi_0 = \varphi(f_{\min}, t)$, взятые с шагом 25 кГц и постоянным смещением 50 рад. Внизу панелей приведены значения $\Phi_0 = \varphi(f_{\min}, t)$. а) Данные, полученные в эксперименте I; б) Данные, полученные в эксперименте II

В ходе решения обратной задачи МДЗ методом регуляризации Тихонова были получены данные об эволюции высот отражения $\Delta Z(f, t)$ различных спектральных компонент зондирующего сигнала. Соответствующие данные представлены на Рис. 1.6. Как и на Рис. 1.5 панель (а) относится к эксперименту I, а панель (б) – к эксперименту II. Отдельные спектральные компоненты показаны на рисунке с шагом 25 кГц, смещением 1 км и с текущим усреднением по 51-му отсчету для панели (а) и с шагом 20 кГц, смещением 600 м и с текущим усреднением нением по 21-му отсчету для панели (б).



Рис. 1.6. Вариации высот отражения различных спектральных компонент $\Delta Z(f, t)$ зондирующего сигнала за вычетом начального высотного сдвига $\Delta Z(f, 0)$. а) Данные, полученные в эксперименте I; б) Данные, полученные в эксперименте II

Из Рис. 1.6 (панель а) хорошо видно, что на фоне имеющегося естественного тренда высот наблюдается их рост на 400-800 м во время нагрева и уменьшение после нагрева для всего интервала анализируемых частот, что соответствует уменьшению плотности плазмы (ее вытеснению) во время мощного воздействия. Переходя же к результатам эксперимента II (Рис. 1.66), можно сказать, что для всего диапазона анализируемых частот во время КН нагрева наблюдаются увеличения высот отражения на величину до 1000 м на фоне естественного тренда. После выключения ВН (t = 1200 с), напротив, имеет место уменьшение высот отражения. Это также соответствует вытеснению плазмы во время ВЧ накачки и увеличению концентрации плазмы после выключения нагрева. Для эксперимента II последнее утверждение более подробно проиллюстрировано на Рис. 1.7 (панель а), где вариации высот отражения показаны с увеличением вблизи моментов включения (t = 0 с) и выключения (t = 1200 с) ВН с постоянным сдвигом между кривыми 300 м. Дополнительно на Рис. 1.7 (панель б) показано поведение высот отражения вблизи плазменных резонансов вблизи момента включения ВН с максимальным временным разрешением (0,1 с), частотным разрешением 5 кГц (с текущим усреднением по 3-м отсчетам), с постоянным сдвигом между кривыми 75 м. Из рисунка видно, что возмущения электронной плотности возникают уже на 1-й секунде воздействия вблизи плазменного резонанса и с задержкой 2÷3 с вблизи ВГ резонанса ВН. Характерные времена развития и релаксации возмущений для обоих экспериментов составляют десятки секунд. Заметим также, что в случае эксперимента II в течение длительного (20 мин) воздействия квази-регулярная структура профиля электронной концентрации разрушается (Рис. 1.6б). Скорее всего, это связано с возбуждением крупномасштабных плазменных неоднородностей.



Рис. 1.7. Вариации высот отражения различных спектральных компонент $\Delta Z(f, t)$ зондирующего сигнала, полученные в эксперименте II а) С увеличением показаны значения вблизи момента включения (t = 0 с) и выключения (t = 1200 с) ВН; б) С увеличением показаны значения в областях плазменного ($f = f_0$, область отражения ВН) и ВГ ($f = f_{\rm BF}$) резонансов

Зная функциональную зависимость N(f), легко перейти от вариаций высоты к возмущениям плотности плазмы. На Рис. 1.8 представлены относительные вариации концентрации плотности плазмы (N(t, z) - N(t = 0, z)) / N(t = 0, z) на 60-й секунде нагрева (t = 60 c) в случае эксперимента I (панель а) и на 110-й секунде (t = 110 c) в случае эксперимента II (панель б) относительно начального значения N(t = 0). Высоты отражения волны накачки и ее верхнегибридного резонанса обозначены как z_0 и z_{BF} .



Рис. 1.8. а). Относительные вариации электронной концентрации в зависимости от высоты по данным, полученным в эксперименте I на 60-й с КН нагрева. Толстой линией показан результат текущего усреднения данных по 11-ти точкам по высоте; б). Относительные вариации амплитуды в зависимости от высоты по данным, полученным в эксперименте II на 110-й с КН нагрева. Толстой линией показан результат текущего усреднения данных по 25-ти точкам по высоте

Видно, что в обоих экспериментах во время воздействия наиболее интенсивные флуктуации плотности плазмы сосредоточены в области плазменных резонансов, имеют отрицательные значения ($\Delta N < 0$) и достигают в среднем 1,5% от фоновых значений, а характерные пространственные масштабы флуктуаций составляют 200÷500 м.

На основе результатов расчета $\Delta Z(\omega)$ легко восстановить динамику изменений профиля электронной концентрации N(z), переходя от массива данных $\Delta Z(\omega, t)$ к N(z, t) и взяв за начальный профиль результат обработки ионограмм [51]. Следует отметить, что точность определения профиля N(z) по ионограммам достаточно низка (ошибка определения высоты может достигать нескольких километров), тогда как относительные изменения профиля с помощью фазовых измерений определяются гораздо более точно. Примеры динамики восстановленного профиля с шагом 30 с в случае эксперимента I и с шагом 120 с в случае эксперимента I представлены на Рис. 1.9 (панели (а) и (б) соответственно). На рисунке соответствующие профили N(z) для наглядности смещены по высоте на 5 км относительно друг друга в случае эксперимента I и на 1 км на каждые 60 с смещения по времени в случае эксперимента II. Профили, выделенные толстыми линиями соответствуют моментам включения (t = 0 c) и выключения (t = 120 с для эксперимента I и t = 1200 с для эксперимента II) ВН. На Рис. 1.9 последние 6 профилей получены на основе ионограммы, зарегистрированной в момент t = 1740 с.



Рис. 1.9. Восстановленные профили электронной концентрации в различные моменты времени *t*, указанные в скобках Высотные метки соответствуют профилю N(z, t = 0 c). а) Данные, полученные в эксперименте I; б) Данные, полученные в эксперименте II

1.5. Вертикальные и горизонтальные движения плазмы в области ионосферы, возмущенной ВЧ полем

Рассчитанные выше вариации высот отражения $\Delta Z(\omega, t)$ пробных волн (набора спектральных компонент диагностического импульса) позволяют построить эволюцию вертикальных скоростей в ионосферной плазме $V_{\rm B} = \partial \Delta Z(\omega, t) / \partial t$. Здесь $V_{\rm B}$ – это скорость вертикального движения плазмы с определенной концентрацией.

На Рис. 1.10 представлены вертикальные скорости $V_{\rm B}$ в интервале времени [-5, 10] с (где "0" соответствует включению ВН) для четырех нагревных сессий (панель а относится к эксперименту I, панели б-г – к сеансам нагрева в эксперименте II, проведенным соответственно в 16:50, 17:50 и 18:50). Положительным значениям соответствуют направленные вверх движения плазмы определенной плотности, в то время как отрицательным значениям соответствуют движения, направленные вниз.



Рис. 1.10. Пример распределения вертикальной компоненты скорости плазмы в близи момента старта воздействия. Применено текущее усреднение по 21-му частотному отсчету. Положительным значениям соответствуют движения вверх а) Данные, полученные в эксперименте I; Панели (б-г) относятся к сеансам нагрева в эксперименте II, проведенным соответственно в 16:50, 17:50 и 18:50

Хорошо видно, что в обоих экспериментах уже в течение первой секунды воздействия наблюдаются возмущения скоростей до ± 40 м/с для пробных волн с частотами вблизи f_0 (т.е. волн, которые отражаются вблизи точки отражения BH). В течение следующих 2-3 секунд область таких возмущений увеличивается, а далее возникают возмущения из области ВГ резонанса. Похоже, что вблизи ВГ резонанса возмущения скорости возникают с задержкой тем большей, чем больше расстройка $|f - f_{\rm BF}|$. Так же ясно видно (панели (в-г)), что от сеанса к сеансу вертикальные движения становятся все более «турбулизированными». Общая картина вертикальных скоростей относящаяся трем последовательным сеансам воздействия в эксперименте II отображена в левой колонке Рис. 1.11. При отображении использовалось текущее усреднение по 151 временн*о*му отсчету, что соответствует интервалу 15 с, и по пяти частотным отсчетам, что соответствует 5 кГц-интервалу частот пробных волн.

Для расчета горизонтальной скорости и направления движения дифракционной картины в эксперименте II использовался метод корреляционного анализа (метод подобия) экспериментальных данных разнесенного приема, описанный в работах [52, 53]. В этом методе требовалось определить временную задержку τ_{i-j} , для которой коэффициент корреляции $\rho_{i-j}(\tau)$ между амплитудами R_i и R_j сигналов, принятых с помощью антенн *i* и *j* (*i*, *j* = 1, 2, 3), достигает максимального значения. Здесь

$$\rho_{i-j}(\tau) = \frac{\left(\overline{R_i(t-\tau)} - \overline{R_i(t-\tau)}\right)\left(\overline{R_j(t)} - \overline{R_j(t)}\right)}{\sqrt{\left(\overline{R_i(t-\tau)} - \overline{R_i(t-\tau)}\right)^2 \left(\overline{R_j(t)} - \overline{R_j(t)}\right)^2}},$$
(1.18)

t – время, τ – временная задержка между сигналами. Обозначив скорость дрейфа дифракционной картины за V_r , а направление ее дрейфа за Φ (отсчитываемое по часовой стрелке от направления на север) и с учетом расположения приемных антенн согласно Рис. 1.4 получаем:

$$V_{\Gamma} = \frac{d}{2\sqrt{\tau_{1-2}^2 + \tau_{3-2}^2}}, \quad \Phi = -\arctan\frac{\tau_{3-2}^2}{\tau_{1-2}^2}, \quad (1.19)$$

где индексы 1, 2 и 3 соответствуют северному, центральному и западному квадрату приемной антенны, а *d* – расстояние между центрами квадратов (Рис. 1.4).

Полученные значения величины V_{Γ} и направления Φ скорости горизонтального движения дифракционной картины на различных частотах пробных волн в полосе 500 кГц приведены на центральной и правой колонке Рис. 1.11. При этом частотный диапазон 500 кГц соответствует интервалу высот ~8÷11 км. Высоты отражения BH ($f_0 = 4740$ кГц) для трех последовательных сеансов нагрева составляли 207, 219 и 217 км соответственно. На центральной колонке Рис. 1.11 хорошо различим резкий скачок величины горизонтальной скорости при включении ВН. Однако, мы полагаем, что он обусловлен одновременным развитием эффектов аномального ослабления ВН и сигналов пробных волн со всех трех антенн и не связан с дрейфовыми движениями в плазме. Также из центральной колонки видно, что V_{Γ} уменьшается с увеличением частоты пробных волн, а, следовательно, и с увеличением высоты их отражения. В ранних экспериментах [54], проведенных в естественных условиях (без ВЧ накачки), наблюдалась обратная зависимость величины горизонтальной скорости дрейфа плазмы от высоты. В наших экспериментах мы обнаружили достаточно слабые вариации величины скорости дрейфа дифракционной картины и более значительные вариации направления ее дрейфа при включении (*t* >~ 0 c) и выключении (*t* >~ 1200 с, более сильный эффект) ВН. Кроме того, в моменты времени *t* ~ 500÷800 с после включения ВН приблизительно в середине всех трех нагревных сеансов, наблюдаются значительные вариации как величины и направления горизонтальной скорости дрейфа, так и вертикальных скоростей, что может быть проявлением крупномасштабных волновых движений в ионосфере. Отмечается определенная корреляция в вариациях скоростей горизонтального дрейфа и вертикальных хаотических движений плазмы во время и после нагрева.

Обнаруженные вариации величины и направления скорости видимого дрейфа в зависимости от включения и выключения нагрева не имеют пока своего объяснения в рамках существующих представлений.



Рис. 1.11. Пример распределения величины и направления скорости дрейфа плазмы для трех сеансов нагрева длительностью 20 мин (0÷1200 с) в 16:50 (верхний ряд), 17:50 (центральный ряд) и 18:50 (нижний ряд), проведенных в рамках эксперимента II. При отображении вертикальных и горизонтальных скоростей применено текущее усреднение по 21-му и по 5-ти частотным отсчетам соответственно. Текущая временная выборка для кросскорреляционного анализа выбиралась равной 15 с. Для вертикальных скоростей дополнительно производилось текущее усреднение по времени по 151-му временному отсчету (что соответствует 15 с при 0,1 с шаге между отсчетами). Горизонтальные линии f = const -это помехи от радиовещательных станций.

1.6. Выводы по главе

Описанный в настоящей главе метод применения коротких радиоимпульсов для диагностики структуры и динамики области ионосферы, возмущенной ВЧ полем волны накачки основан на зондировании ионосферы короткими импульсами с помощью передатчиков стенда, а также на использовании широкополосных радиоприемных устройств и цифровой обработке экспериментальных данных. Представлены результаты применения этого метода к данным, полученным в экспериментах на стенде «Сура», проведенных 8-го сентября 2008 г. и 24-го сентября 2010 г. Результаты включают в себя возмущенные накачкой профили электронной концентрации, а также данные о вертикальных и горизонтальных плазменных движениях в возмущенной области ионосферы.

Ширина спектра регистрируемого сигнала, которая легко может быть переведена в диапазон высот отражения отдельных спектральных компонент сигнала определялась как длительностью и интенсивностью зондирующего импульса, так и динамическим диапазоном приемной аппаратуры. Использование широкополосного радиоприемного устройства и методов цифровой обработки данных позволили проанализировать вариации фазы отдельных спектральных компонент с высоким частотным (δf) и временным (δt) разрешением. В нашем случае временное разрешение определялось периодом следования импульсов Т. В отличие от современных цифровых ионозондов с временным разрешением ~ 10 с и от МДЗ-установок предыдущего поколения с малым числом (до 9) несущих частот пробных волн выбранные значения δt и δf (0,1 с и 1 кГц в наших экспериментах) определялись из временных (> δt) и пространственных масштабов процессов, ответственных за перераспределение электронной концентрации в ионосфере. Решение обратной задачи восстановления профиля электронной концентрации по данным измерения фазы проведено с использованием метода регуляризации Тихонова. Данные о горизонтальных движениях в плазме получены с использованием методов разнесенного приема и корреляционного анализа сигналов, отраженных от ионосферы. Полученные экспериментальные результаты – выдавливание ионосферной плазмы из областей плазменного и ВГ резонансов ВН, наблюдаемые характерные величины возмущений концентрации плазмы, а также времена их развития и релаксации – качественно соответствуют результатам, полученным с использованием других методов диагностики ионосферной плазмы – некогерентного [55] и ракурсного рассеяния радиоволн [28, 56], *in situ* измерений [57], регистрации искусственного радиоизлучения ионосферы [28, 58], а также с использованием МДЗ установок предыдущего поколения [31-34]. Следует отметить, однако, что с помощью этих установок в силу малого количества частот зондирующих волн области плазменного и ВГ резонансов ВН приходилось исследовать в отдельных экспериментах. Кроме того, пространственное и временное разрешение в наших измерениях и, следовательно, точность реконструкции профиля электронной концентрации существенно выше.

Совместное применение техник фазового зондирования (МДЗ метода) и разнесенного приема отраженных от ионосферы зондирующих импульсов на три отдельных приемных антенны позволила одновременно проанализировать вертикальные и горизонтальные движения в ионосфере с помощью измерений фазы и корреляционного анализа, реконструировать трехмерное поле скоростей в возмущенной области ионосферы. Обнаружено, что возмущения вертикальной скорости возникают уже в первую секунду мощного КВ воздействия в области отражения ВН, а затем, с задержкой 2-3 с, в области ВГ резонанса ВН.

ГЛАВА 2. Искусственные ионосферные слои при частотах волны накачки в области 4-й электронной гирогармоники на стенде HAARP

В главе представлены результаты наблюдения искусственных слоев ионизации при воздействии на ионосферу КВ радиоизлучением стенда HAARP по данным регистрации искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), сигналов пробных волн и плазменной линии. Мощное воздействие осуществлялось на частотах вблизи 4-й гармоники электронного гирорезонанса [3, 6].

2.1. Основные понятия

Как уже отмечалось в предыдущей главе, воздействие на ионосферу с земной поверхности мощным КВ радиоизлучением обыкновенной (О) поляризации приводит к развитию параметрических неустойчивостей и генерации собственных плазменных мод, таких как ленгмюровские и верхнегибридные плазменные волны [36, 37, 39, 59, 60]. Считается, что ВН наиболее эффективно взаимодействует с ионосферной плазмой в области высот между высотой отражения ВН h_r , где плазменная частота электронов $f_{pe}(h_r)$ равна частоте ВН f_0 , и высотой ВГ резонанса ВН $h_{B\Gamma}$, где выполняется соотношение $f_{pe}(h_{B\Gamma}) = [f_0^2 - f_{ce}^2(h_{B\Gamma})]^{1/2}$. Плазменные волны могут эффективно ускорять электроны до энергий в несколько десятков эВ [61], а также путем обратной конверсии плазменных волн в электромагнитные генерировать вторичное радиоизлучение или искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ) [62, 63]. Ускоренные электроны являются причиной генерации оптического излучения ионосферы (см. Главу 3) и могут обеспечивать дополнительную ионизацию нейтрального ионосферного газ, если их энергия превышает 12-18 эВ [34, 61, 64, 65].

На момент проведения представленных экспериментов стенд HAARP (High-Frequency Active Auroral Research Program), расположенный вблизи г. Гакона, шт. Аляска, США (62.4° с.ш., 145.15° з.д., магнитное склонение ≈

14.2°), являлся самой мощной (максимальная эффективная излучающая мощность 3,6 ГВт) и самой оснащенной установкой по активным исследованиям ионосферы, обеспечивающей достаточную мощность для образования искусственной ионосферной ионизации [66, 67]. В экспериментах 2009 г. [66] на стенде НААRР вблизи 2-й гармоники электронной циклотронной частоты (т.е. при $f_0 \approx 2f_{ce}$) наблюдалось появление искусственных ионосферных плазменных слоев, спускающихся 30-50 км ниже «естественного» F-слоя ионосферы. В [68, 69] их появление связывалось с движущимся фронтом искусственной ионизации, образованным в результате ускорения электронов сильной ленгмюровской турбулентностью, сгенерированной ВН О-поляризации в области высот вблизи h_r . В [67] было установлено, что условия оптимального возбуждения искусственного слоя при $f_0 \approx 2f_{ce}$ возникают вблизи высоты двойного резонанса h_d , когда $f_0 = f_d = 2f_{ce}(h_d) = f_{BT}(h_d)$. Одновременные исследования ленгмюровских и ВГ взаимодействий важны для понимания механизмов ускорения электронов, ответственных за образование искусственных ионосферных слоев.

Настоящая глава посвящена наблюдению искусственных ионосферных слоев на стенде HAARP при воздействии на ионосферу на частотах вблизи 4-й электронной гирогармоники $4f_{ce}$. Экспериментальные данные включают в себя данные регистрации ИРИ и отраженных ВЧ диагностических импульсов в трех разнесенных пунктах и данные наблюдения сигналов, рассеянных на ленгмюровских волнах (плазменная линия, ПЛ), с помощью радара некогерентного рассеяния MUIR (the modular UHF incoherent scatter radar), расположенного вблизи стенда HAARP.

2.2. Постановка эксперимента

Эксперименты были проведены 28 марта 2011 года между 15:00 и 16:20 местного времени (-8 UTC). Диаграмма направленности антенной системы стенда HAARP была направлена вертикально в течение первых 30 минут эксперимента и далее – в направлении магнитного зенита (M3), т.е. вдоль геомагнитного поля. ВН О-поляризации с эффективной излучаемой мощностью $P_0 = 1,7$

ГВт обеспечивала напряженность электрического поля в возмущенной области ~ 2 В/м. Частота ВН f_0 увеличивалась на 30 кГц каждые 5 мин в диапазоне частот 5730-5880 кГц. Каждый пятиминутный интервал делился на 3 периода воздействия, после чего следовала 30-тисекундная пауза. Начиная с 15:45:55 эксперимент сопровождался работой радара MUIR.

Первый и третий периоды воздействия состояли из импульсов длительностью $\tau_p = 20$ мс и периодом $T_p = 1$ с (режим p). Второй период воздействия включал в себя импульсы длительностью $\tau_q = 160$ мс и периодом $T_q = 0,2$ с (режим q). Длительность периодов составляла 30, 60 и 180 с соответственно. Дополнительно для мониторинга поглощения и высоты отражения волны накачки в обоих режимах p и q использовались короткие диагностические импульсы длительностью $\tau_d = 100$ мкс на той же частоте и той же мощности, что и у BH, которые излучались перед каждым импульсом режима p и в середине пауз между импульсами режима q. Необходимо отметить, что средняя излучаемая мощность воздействия $\langle P \rangle = P_0 \tau / T$ в режиме p приблизительно в 40 раз ниже, чем режиме q (~36 кВт против 1,44 ГВт).

Мониторинг состояния фоновой ионосферы осуществлялся с помощью ионозонда DPS-4D, также расположенного вблизи стенда. Импульсные посылки ионозонда излучались в течение 30-тисекундной паузы. Во время наблюдений критическая частота F2-слоя ионосферы f_{0F2} составляла ~6,2÷6,5 МГц, а высота отражения BH от этого слоя – 210÷220 км. Наблюдательные пункты были расположены вдоль геомагнитного меридиана (см. Рис. 2.12) к югу от стенда НААRP в Riverview Lodge (пункт A, на расстоянии приблизительно 11 км от стенда), Tonsina River Lodge (пункт B, 83 км) и Tiekel River Lodge (пункт C, 113 км). В случае вертикального воздействия пункт A находился в зоне, находящейся под возмущенной областью ионосферы (см. Рис. 2.13а). При воздействии в M3 такому условию удовлетворяет пункт B (см. Рис. 2.13б). В пункте A использовалась 30-тиметровая дипольная BWDS антенна, в пункте B – инвертированная V-антенна AS-2259/GR и антенна типа «магнитная петля» площадью 10 м2 в пункте C. Цифровые радиоприемные устройства (РПУ), установленные

в пунктах наблюдениях, записывали ВЧ излучение в полосе 250 (в случае пункта A), 300 ÷ 400 кГц (в случае пунктов В и C) около частоты ВН. Динамический диапазон полученных данных после спектральной обработки составлял не менее 90 дБ. Несмотря на различия в антенных системах, основные особенности ИРИ и характеристики отраженных диагностических импульсов наблюдались во всех пунктах и, в сущности, совпадали. Ниже приводятся результаты, полученные в пункте В, являющиеся характерными для всех пунктов.



Рис. 2.12. Спутниковая карта расположения наблюдательных пунктов. Буквами обозначены: «А» – Riverview Lodge, «В» – Tonsina River Lodge, «С» – Tiekel River Lodge, «Н» – стенд HAARP. На карте отображены шкала масштаба и координатная сетка.



Рис. 2.13. Условная схема распространения волн в наблюдательных пунктах: а) Случай вертикального воздействия; б) Случай воздействия в МЗ. Серым цветом выделена область внутри диаграммы направленности стенда. Возмущенная область ионосферы обозначена красными волнистыми линиями. Лучи ВН приходящие в приемные пункты выделены: пункт А – синим, пункт В – зеленым, а пункт С – желтым цветом.

Воздействие на ионосферу радиоизлучением малой мощности в течение первого и третьего периодов (режим *p*) приводит к появлению вторичного излучения только в отрицательной области отстроек, т.е. с $\Delta f = f - f_0 < 0$. Квазинепрерывное воздействие в течение второго периода (режим *q*) приводит к появлению в спектрах ИРИ хорошо известных компонент DM с отстройкой $\Delta f_{DM} \approx -$ 10 кГц и BUM с

$$\Delta f_{\rm BUM} = f_{\rm BUM} - f_0 \approx f_0 - sf_{\rm ce} + \delta f, \qquad (2.1)$$

где *s* – это номер гирогармоники, а $\delta f \approx 15 \div 20$ кГц (см. Главу 3, раздел 3.3.2, а также [58, 70-76]. В настоящей главе внимание будет сосредоточено на динамике ИРИ только в течение второго периода воздействия (в режиме *q*).

2.3. Результаты эксперимента

На Рис. 1.4 представлены спектрограммы ИРИ, полученные в пункте В для вертикального и МЗ воздействия. Каждая спектрограмма получена с использованием 130-ти мс окна с центром на 95-й мс в каждом τ_q импульсе с частотным (временным) разрешением 200 кГц (0,2 с). Поскольку ВUМ появляется только при $f_0 > sf_{ce}$ ($s \ge 3$) и $f_{BUM} > f_d$, а также учитывая тот факт, что компонента ВUМ наблюдалась при $f_0 \ge 5760$ кГц, мы можем сделать вывод, что в области взаимодействия ВН с ионосферной плазмой $5730 < 4f_{ce} < 5760$ кГц. Кроме того, отсутствие компоненты DM при $f_0 = 5760$ кГц говорит о том, что частота пика f_{DM} достигает частоты двойного резонанса, т.е. $f_{DM} \approx 4f_{ce} \approx f_{B\Gamma}$ [72, 75]. Для заданной частоты BH это происходит на определенной высоты h_d . Используя модель геомагнитного поля International Geomagnetic Reference Field (IGRF-11/2010) [77] для $f_{ce}(h)$ и взяв $4f_{ce}(h_d) \approx f_{B\Gamma}(h_d) \approx f_{DM} \approx 5750$ кГц, получаем, что $h_d \sim 200 \div 205$ км при воздействии в МЗ. По данным ионозонда DPS-4D при воздействии с частотой $f_0 \sim 5760$ кГц высота отражения BH составляла $h_0 \sim 210 \div 220$ км.

Как видно из Рис. 1.4, если на начальной стадии развитие компоненты BUM происходит в сущности одинаково для случаев вертикального и M3 воздействия, то далее для частот $f_0 \ge 5790$ кГц развитие BUM в этих случаях кардинально различается. На спектрограмме, полученной при M3-воздействии ИРИ в целом выражено значительно более ярко, а компонента BUM разделяется на две составляющие. Обозначим их BUM_S (стационарная компонента) и BUM_D (спускающаяся компонента). Компонента BUM_S не смещается по частоте так же, как и компонента BUM при вертикальном воздействии. Новая компонента BUM_D со временем смещается к f_0 до тех пор, пока ее частотная отстройка Δf_D не достигнет минимального значения $\approx \delta f$ (см. (1)), близкого к т.н. частоте отсечки компоненты BUM [76]. Время отсечки t_1^* достигало ≈ 5 , 10, 30 и 40 с при $f_0 = 5760$, 5790, 5820 и 5850 кГц соответственно и превышало 60 с (длительность второго периода) для $f_0 = 5880$ кГц. Однако, скорость частотного дрейфа компоненты BUM_D $r_f \approx 1.2 \div 1.4$ кГц/с при всех использованных f_0 .



Рис. 2.14. Спектрограммы ИРИ в пункте В, в течение 2-го периода для вертикального (левая колонка) и МЗ (правая колонка) направлений воздействия при различных частотах накачки, отмеченных справа от спектрограмм). Начало временной (частотной) оси соответствует началу второго периода. Цветовая шкала для интенсивности ИРИ в логарифмической шкале приведена снизу. Черные полосы снизу отображают длительность второго периода.

На Рис. 2.15 представлены последовательные спектры, взятые с интервалом 5 с для случая $f_0 = 5850$ кГц. Пунктирные линии соответствуют пикам компонент BUM_S и BUM_D. Уже через ≈ 10 с стационарный характер компоненты BUM_S и дрейф пика BUM_D к f_0 становится очевидным. Дрейф компоненты BUM_S останавливается в момент $t \approx t_1^*$. Далее при $t_1^* < t < t_2^*$, где $t_2^* = t_1^* + \delta t$, δt = 7 ÷ 12 с, отстройка пика сохраняется на уровне $\Delta f_D \approx \delta f$, а интенсивность уменьшается до значений фонового шума.



Рис. 2.15. Последовательность спектров ИРИ при воздействии на частоте $f_0 = 5820$ кГц с интервалом в 5 с, начиная с 5-й секунды. Последовательные спектры сдвинуты по оси ординат на 5 дБ. Штриховыми линиями обозначены позиции пиков BUM_s и BUM_D.

На Рис. 2.16 приведены вариации действующей высоты отражения $h_v = c\delta \tau / 2$ диагностических импульсов, отраженных от слоя F_2 и зарегистрированных в пункте В. Здесь $\delta \tau$ временная задержка, а c – скорость света. Как видно из

рисунка, во время 1-го и 3-го периодов воздействия (режим *p*), импульсы отражаются от фонового F_2 слоя на высоте $h_v = h_{BF} \approx 325$ km. Здесь и далее будем называть это отражение фоновым или BF-сигналом. В течение 2-го периода BFсигнал испытывает поглощение и диффузное рассеяние на высотах в основном выше h_{BF} для вертикальных воздействий.



Рис. 2.16. Действующие высоты отражения рассеянных диагностических импульсов, зарегистрированных в пункте В во время вертикальных (левая колонка) и МЗ воздействий (правая колонка). Цветовая логарифмическая шкала интенсивностей принятого сигнала приведена в нижней части фигуры. Черные полосы на временной шкале показывают продолжительность 2-го периода.

2.4. Обсуждение результатов

Будем интерпретировать полученные результаты, используя выражение (2.1) и тот факт, что компонента BUM имеет место только в случае $f_0 > 4f_{ce}$. Согласно (2.1), уменьшение Δf_D со временем подразумевает увеличение $f_{ce}(h(t))$ и, следовательно, снижение высоты генерации компоненты BUM_D. Используя модель IGRF-11/2010 для $f_{ce}(h)$ получаем, скорость снижения $V_{BUM} \approx 450 \div 520$ м/с. Высота h_2^* , на которой BUM_D исчезает (в момент t_2^*) соответствует двойному резонансу h_d , где $f_0 \approx 4f_{ce}$ (h_2^*). Величина общего снижения $\Delta h_2^* = V_{BUM}t_2^*$ увеличивается с увеличением f_0 , т.е. $\Delta h_2^* \approx 5 \rightarrow 26$ км при $f_0 = 5760 \rightarrow 5850$ кГц, что определяется уменьшением $h_d(f_{ce})$. Отметим, что такое высотное разделение в спектрах ИРИ на компоненты BUM_S и BUM_D наблюдались впервые.

Снижение области генерации BUM_D согласуется со снижением высоты отражения 100-мкс диагностических импульсов (см. Рис. 2.16). Из рисунка видна разница между вертикальным и M3 воздействиями при частотах выше $4f_{ce}$. Наиболее яркое отличие – образование слоев отражения сигналов с высот ниже $h_{\rm BF}$ при M3 воздействии. Их действующая высота $h_{\rm DL}$ (DL, descending layer – спускающийся слой) уменьшается со временем до значений заметно ниже *h*_{BF} при $f_0 \ge 5760$ кГц. Видно, что уменьшение $h_{\rm DL}$ останавливается вблизи момента t_1^* отсечки компоненты BUM_D. После этого, интенсивность DL сигнала увеличивается на величину порядка 50 дБ и в момент $t \approx t_2^*$ достигает интенсивности сигнала BF. Суммарное снижение действующей высоты $\Delta h_{\rm DL}$ увеличивается с f_0 , т.е. $\Delta h_{\rm DL} \approx 50 \rightarrow 145$ км при $f_0 = 5760 \rightarrow 5880$ кГц соответственно. После старта 3-го периода, т.е. после обратного переключения в режим р (воздействие с малой средней мощностью), спускающийся слой исчезает в течение нескольких секунд, а интенсивность фонового слоя BF восстанавливается до значений, характерных для 1-го периода. Таким образом, квазинепрерывное МЗ воздействие при $f_0 > 4 f_{ce}$ приводит к образованию двух отдельных слоев отражения радиоволн: фонового BF и спускающегося DL.

Результаты наблюдений плазменной линии с помощью радара MUIR [68] согласуются с результатами анализа характеристик слоя DL и компоненты BUM_D. На Рис. 2.17 представлена высотная зависимость интенсивности плазменной линии по данным MUIR с высотным разрешением 600 м. Время накопления сигнала – 0,5 с. Время включения радара – приблизительно 20 с после старта 2-го периода для $f_0 = 5820$ кГц и M3 воздействия. Сигнал плазменной линии хорошо различим вблизи высоты отражения фонового слоя (BF) 210÷220 км, в течение 1-го и 3-го периодов. Однако, в течение 2-го периода высота прихода сигнала плазменной линии уменьшается приблизительно на 30 км. Этот спад прекращается в момент t_1^* отсечки компоненты BUM_D. Интенсивность сигнала плазменной линии при $f_0 = 5820$ кГц значительно увеличивается вплоть до окончания 2-го периода, а при $f_0 = 5850$ кГц зарегистрирован сигнал плазменной линии с высоты отражения фонового слоя д при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода, а при $f_0 = 5880$ кГц в течение 2-го периода.

Скорость уменьшения высоты прихода сигнала плазменной линии при f_0 = 5820 кГц и 5850 кГц составила 460÷600 м/с, т.е. оказалась близка к V_{BUM} . Конечная высота h_{PL} составила 180 и 177 км при f_0 = 5820 и 5850 кГц соответственно. При этом общая достигнутая высота спуска составила 27 и 30 км при f_0 = 5820 и 5850 кГц соответственно (в обоих случаях $4f_{ce}(h_{\text{PL}}) \approx f_0$), что близко к общей величине спуска Δh_2^* компоненты BUM_D, которая при этих же частотах составляет 20 и 26 км. Небольшая разница может быть обусловлена тем, что области генерации плазменной линии и компоненты BUM не совпадают. Плазменная линия генерируется на высоте совпадающей или слегка меньшей высоты отражения О-волны [78], в то время как компонента генерируется либо вблизи ВГ резонанса при малых отстройках $f_0 - 4f_{ce}$ либо заметно ниже ВГ резонанса при больших отстройках [75].



Рис. 2.17. Относительные мощности сигнала плазменной линии радара MUIR в зависимости от времени $l = h / \cos(14,2^{\circ})$ для последних трех сеансов M3воздействия 2-го периода (верхняя панель). Более подробно интервалы воздействия на частотах 5820 и 5850 кГц приведены на левой и правой нижних панелях соответственно. Черными линиями снизу отмечено время квазинепрерывного излучения стенда. Белыми пунктирными линиями окружены сигналы плазменной линии во время 1-го и 3-го периодов вблизи h_r и во время начала 2го периода. Радар был включен приблизительно через 20 с после начала 2-го периода для $f_0 = 5820$ кГц.

Во второй части эксперимента (16:00 – 16:20) изменение частоты накачки осуществлялось с шагом 1 кГц раз в 0.2 с, т.е. со скоростью $r_{f0} = 5$ кГц/с в диапазоне 5730 \rightarrow 5930 \rightarrow 5730 кГц. Спектрограмма ИРИ для сеанса 16:15:10– 16:16:30 представлена на Рис. 2.18. Мгновенные значения частоты ВН f_0 представлены на оси абсцисс. Видно, что при $f_0 > 4f_{ce}$ (частота $4f_{ce}$ в фоновой ионосфере определена по пропаданию DM в спектре ИРИ и составляла ~5757 кГц, что соответствует высоте 205 км) наряду с "традиционной" компонентой BUM_S, максимальная интенсивность которой отмечена сплошной линией, генерируется BUM_D, что соответствует слою дополнительной ионизации (штриховая линия на Рис. 2.18). При увеличении f_0 (левая половина рисунка) дополнительный слой существует при 5800 < f_0 < 5900 кГц и расположен на

$$\Delta h \sim \left| \frac{\Delta f_{BUM_S} - \Delta f_{BUM_D}}{\left(\frac{d|4f_{ce}|}{dh} \right)^{-1}} \right| \approx 10 \,\mathrm{km}$$

ниже невозмущенного (основного) слоя. Сдвиг дополнительного слоя Δh для достаточно больших значений (>30 кГц) оказывается меньшим, чем при воздействии на фиксированной частоте, поскольку скорость частотного дрейфа пика BUM (BUM_S и BUM_D) в спектре ИРИ определяется в такой постановке эксперимента скоростью перестройки частоты BH r_{f0} , заметно превышающей скорость дрейфа r_f при $f_0 = \text{const}$, и искусственный слой просто не успевает достичь высот h_d . При уменьшении f_0 (правая половина рисунка) искусственный слой начинает отделяться от фонового при $f_0 \approx 5870$ кГц, и при $f_0 \approx 5800$ кГц разница высот основного и дополнительного слоев достигает ~8 км. Одновременные наблюдения с помощью радара MUIR продемонстрировали существование рассеянного сигнала плазменной линии от слоя искусственной ионизации только с высот, где $f_0 \approx 4f_{ce} \sim 5790 \div 5810$ кГц во время увеличения f_0 .

2.5. Выводы по главе

Зарегистрированное в представленных экспериментах спускание слоя происходит только во время воздействия вдоль магнитного поля при $f_0 > 4f_{ce}$ на высоте взаимодействия ВН с плазмой в фоновой ионосфере. В [61] наблюдалась асимметрия в интенсивности искусственного оптического свечения в линии 427,8 нм (N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$), порог излучения 18,75 эВ) при переходе f_0 через $4f_{ce}$, в отличие от свечения в линии 630 нм (порог излучения 1,96 эВ) и от влияния на

электронную температуру T_e . Это говорит о том, что механизм ускорения высоко-энергичных электронов отличается от механизма нагрева и ускорения слабоэнергичных электронов. Так как свечение в линии 427,8 нм напрямую указывает на процесс ионизации, можно сделать вывод, что спадающие слои образуются в основном вследствие ускорения электронов до энергий в несколько десятков эВ [68, 69].



Рис. 2.18. Спектрограмма ИРИ для пошагового изменения частоты ВН в диапазоне 5730 \rightarrow 5930 \rightarrow 5730 кГц (16:15:10 – 16:16:30). На оси абсцисс показаны время с начала сеанса и «мгновенная» частота ВН. Сплошной линией показана позиция максимальной интенсивности компоненты BUM_s, штриховой – BUM_D.

Скорость спуска слоя в случае $4f_{ce}$ превышает скорость спуска слоя в случае $2f_{ce}$ в 2 ÷ 3 раза. Это может быть связано с более эффективным ускорением электронов из-за более высокой мощности воздействия $P_0 \sim f_0^2$, а также из-за имеющихся фотоэлектронов, которые ускоряются гораздо более эффективно по сравнению с термоэлектронами [79]. Чувствительность к знаку отстройки $f_{uh} - 4f_{ce}$ отражает важную роль верхнегибридных волн [61, 75]. Однако тот факт, что спадание слоя начинается уже в течение первых нескольких импульсов 2-го периода, т.е. еще до развития аномального ослабления, обусловленного ВГ волнами, и наличие интенсивных спускающихся следов плазменной линии также указывает на значимость ленгмюровской турбулентности.

ГЛАВА 3. Анализ характеристик оптического свечения при активном КВ воздействии на верхние слои ионосферы

Одним из эффектов воздействия мощных ВЧ электромагнитных полей на ионосферную плазму является увеличение интенсивности оптического свечения ионосферы. Этот эффект широко исследуется в экспериментах начиная с 70-х годов XX века [17, 80-107], в том числе на стенде «Сура» [17, 99-107]. Под влиянием ВН обыкновенной поляризации в результате развития различных параметрических неустойчивостей происходит генерация плазменных волн, которые в свою очередь могут эффективно ускорять электроны. Ускоренные электроны, если их энергия достаточна, сталкиваясь с атомами ионосферного газа, возбуждают определенные энергетические уровни этих атомов. Оптическое свечение возникает при переходе электронов с возбужденных уровней атомов на более низкие энергетические уровни. Усиление интенсивности свечения ионосферы, вызванное возбуждением энергетических уровней электронным ударом, иногда называют искусственным полярным сиянием. Естественное оптическое свечение обусловлено появлением возбужденных атомов в результате диссоциативной рекомбинации. Интенсивность этого свечения также может изменяться при ВЧ воздействии вследствие нагрева электронов и температурной зависимости коэффициента рекомбинации [17, 80, 82].

Основные измерения оптического свечения проводят в красной (с длиной волны $\lambda = 630$ нм) и зеленой ($\lambda = 557,7$ нм) линиях атомарного кислорода, связанных с переходом электронов с уровня O(¹D) в основное состояние O(³P) с уровня O(¹S) на уровень O(¹D). Энергии возбуждения уровней O(¹D) и O(¹S) составляют 1,96 эВ и 4,17 эВ соответственно, а их радиационные времена жизни – $\tau_{rO(1D)} = 107$ с и $\tau_{rO(1S)} = 0,7$ с [95, 108]. Также в последнее время проводятся измерения в фиолетовой ($\lambda = 427,8$ нм) линии иона молекулярного азота N₂⁺ с порогом ионизации 18,75 эВ и временем жизни ~ 10⁻⁶ с [61, 94, 95].

Регистрация искусственного оптического свечения ионосферы на различных длинах волн может применяться для решения целого ряда задач, таких как:, оценка функции распределения и концентрации ускоренных электронов, исследования дрейфовых движений в возмущенной области, изучение характеристик пятна свечения в зависимости от различных ионосферных и аппаратных условий (направления диаграммы направленности, характеристик образуемой возбужденной области и т.п.), регистрация искусственной ионизации, исследование крупномасштабной структуры возмущенной области ионосферы [5, 66, 84, 85, 87, 92, 95, 100, 103, 106, 108].

В разделе 3.1 настоящей главы представлены результаты исследований структуры и динамики возмущенной области ионосферы над стендом «Сура», выполненных в течение 2010 года с помощью измерений свечения красной ($\lambda = 630$ нм) и зеленой ($\lambda = 557,7$ нм) линиях [5]. В разделе 3.2 изложена методика и приведены результаты сопоставления наблюдений оптического свечения с положением крупномасштабных неоднородностей плотности [8]. В эксперименте положение крупномасштабных неоднородностей определялось по данным измерений полного электронного содержания, измеренного с помощью анализа характеристик сигналов навигационных спутников. В разделе 3.3 представлены результаты наблюдений оптического свечения ионосферы в линиях 630 и 557,7 нм при воздействии на ионосферу мощным КВ радиоизлучением с частотой f_0 вблизи 4-й гармоники электронной циклотронной частоты f_{ce} [10, 20]. В качестве дополнительной диагностики параметров ионосферы и процессов, протекающих в возмущенной области, использовались данные вертикального зондирования ионосферы и измерений ионосферы.

3.1. Оптическое свечение при воздействии на ионосферу радиоизлучением стенда «Сура»: результаты экспериментов 2010 года

3.1.1. Основные понятия

Первые эксперименты по исследованию искусственного оптического свечения на стенде «Сура» были проведены в 1983 году с помощью телескопа A3T-14, расположенного в 170 км к востоку от стенда в Астрономической обсерватории Казанского государственного университета (в настоящее время – Казанского федерального университета). В этих экспериментах измерялась яркость свечения в линии с длиной волны 557,7 нм при воздействии импульсным радиоизлучением с большой скважностью [102]. В 1990-е и 2000-е годы на стенде была проведена серия исследований, в которых в качестве регистрирующей аппаратуры использовались ПЗС-камеры коллег из США и Великобритании [99, 100, 106].

Начиная с 2006 года на стенде «Сура» создавался фотометрический комплекс, позволяющий проводить самостоятельные измерения искусственного свечения ночной ионосферы. Первые серии экспериментов с его помощью проведены в 2006–2008 годах. Однако в силу аномально низкой солнечной активности в эти годы и, следовательно, низких критических частот ионосферы в послезаходные часы, свечение было зарегистрировано всего в нескольких сеансах воздействия на ионосферу. В 2010 году после заметного подъёма солнечной активности, эксперименты оказались более удачными.

В настоящем разделе дан обзор результатов исследований искусственного свечения под действием мощных радиоволн, проведённых на стенде «Сура» в 2010 году. Ниже в разделе 3.1.2 описана методика эксперимента, в разделе 3.1.3 – результаты исследований искусственного свечения в красной линии атомарного кислорода (переход $O({}^{1}D) \rightarrow O({}^{3}P)$), в разделе 3.1.4 – результаты исследований искусственного свечения в зелёной линии (переход $O({}^{1}D) \rightarrow O({}^{1}D)$). В заключительном разделе 3.1.5 обсуждаются полученные результаты.

3.1.2. Постановка эксперимента

Для создания возмущённой области ионосферы с помощью излучения мощной радиоволны КВ диапазона использовался радиопередающий комплекс н. с. «Сура» (см. раздел 1.2 предыдущей главы). Воздействие на ионосферу осуществлялось в режиме чередования КН излучения ВН в течение 1,5÷3 минут и импульсного излучения с большой скважностью (длительность импульсов τ_p = 10÷30 мс, период повторения $T_p = 1\div3$ с) на частотах $f_0 = 4300$ кГц (15-17 марта 2010 года), $f_0 = 4785$ кГц (13-15 мая 2010 года), 4375 и 4740 кГц (3-10 сентября 2010 года). Кроме того, в эксперименте 07.09.2010 при достаточно высоких критических частотах ионосферы сначала (21:00–22:25 МСК) использовались частоты $f_0 = 5375$ и 5355 кГц, а затем, после перестройки передатчиков стенда – 4740 кГц (22:49–23:15 МСК).

КН излучение представляло собой последовательность импульсов с длительностью 970 мс и периодом повторения 1 с. Эффективная мощность излучения стенда варьировалась в пределах от 60 до 100 МВт. ДН в экспериментах 15.03, 16.03 и 03–05.09.2010 была ориентирована вертикально вверх, 17.03, 13.05–15.05, 07.09 и 08.09.2010 наклонена на 12°, а 09.09 и 10.09.2010 – на 16° к югу в плоскости магнитного меридиана.

Все оптические инструменты располагались в непосредственной близости (на расстоянии приблизительно 1 км) от передающей антенны стенда. В соответствии с положением ДН они выставлялись в зенит или наклонялись на 15° и $18^{\circ}\div19^{\circ}$ от зенита на юг. Измерения проводились в тёмное время суток при безоблачном небе в период, близкий к новолунию. Они начинались приблизительно через полтора часа после захода солнца с наступлением астрономических сумерек и продолжались при ясной погоде до падения критической частоты ионосферы ниже рабочей частоты стенда. После этого рабочая частота стенда «Сура» могла перестраиваться вниз в соответствии с ионосферными условиями (минимальная рабочая частота стенда составляет $f_{min} = 4300$ кГц).

Измерения интегральной интенсивности свечения проводились с помощью фотометров с интерференционными светофильтрами на длины волн λ = 630 и 557,7 нм с шириной полосы пропускания $\Delta\lambda_{0,5} = 2,3$ нм и коэффициентом пропускания 50 %. Поле зрения фотометров составляет соответственно 6,8° и 4°, постоянная времени выходного фильтра низких частот фотометров (время накопления) – 1 мс, частота оцифровки сигнала – 1 кГц. При обработке и анализе данные усреднялись на временн*ы*х интервалах 0,25÷0,5 с, что позволяло отслеживать временн*о*й ход яркости свечения.

Пример регистрации свечения в красной (кривая 1) и зелёной (кривая 2) линиях с помощью фотометров в течение практически всего времени эксперимента 07.09.2010 с 21:12 до 23:04 МСК представлен на Рис. 1.4. Прямоугольниками на оси времени отмечено время КН излучения стенда «Сура» на частотах $f_0 = 5375$ кГц (21:12–21:49 МСК), 5355 кГц (21:49–22:25 МСК), и 4740 кГц (с 22:31 МСК до конца работы). С 22:21 до 22:37 МСК осуществлялась перестройка несущей частоты передатчиков стенда и подстройка их фазы.



Рис. 3.19. Временной ход яркости свечения в линии 630 нм (черная кривая) и 557,7 нм (серая кривая) в эксперименте 07.09.2010, текущее усреднение данных по 0,5 с. Прямоугольниками внизу рисунка отмечено время квазинепрерывного излучения стенда «Сура».

В начале эксперимента заметен спад яркости свечения в обеих линиях, связанный с уменьшением освещённости небосвода из-за захода Солнца, а также увеличение яркости приблизительно с 21:30 до 22:30 МСК из-за прохождения Млечного пути через поле зрения фотометров. Ясно видна также модуляция яркости свечения в красной линии в такт с излучением стенда «Сура», в зелёной линии такого эффекта не наблюдается. Увеличение свечения в красной линии при воздействии излучения хорошо видно на Рис. 3.20, где приведён временной ход яркости, усреднённый по 11 последовательным 6-минутным циклам в эксперименте 05.09.2010.



Рис. 3.20. Кривая 1 – временной ход яркости свечения в линии 630 нм (сигнал фотометра), усреднение по 11 последовательным сеансам воздействия. Кривая 2 – временной ход излучения стенда «Сура» (вертикальное излучение ВН с частотой $f_0 = 4740$ КГц в 21:49-22:55 МСК.

Изображения ночного неба в красной линии атомарного кислорода регистрировались с помощью ПЗС-камеры S1C/079-FP(FU), оснащённой светофильтром на длину волны $\lambda = 630$ нм (полоса пропускания $\Delta\lambda_{0,5} = 10$ нм, коэффициент пропускания 65 %) и светосильным объективом NC-2 (отношение апертуры объектива к фокусному расстоянию 1:1, фокусное расстояние 35 мм) с полем зрения 20,6°. Изображение в фокальной плоскости фиксировалось на ПЗС-матрице с размером 12,6 × 12,6 мм (576 × 578 пикселей), размер пикселя составляет 22 мкм. Во время работы камеры время экспозиции составляло 15 с и применялось бинирование по четырём пикселям в группе 2×2. Видеосигнал регистрировался и обрабатывался с помощью 14-битного аналого-цифрового преобразования.

Дальнейший анализ изображений сводился к следующему. С помощью специально созданной (при регистрации снимков белой равномерно освещённой матовой поверхности) матрицы коррекции яркости устранялась регулярная неравномерность освещённости по полю зрения, вносимая объективом; с помощью карты звёздного неба определялась ориентация камеры. Далее, из набора снимков выбирались опорные кадры, зарегистрированные непосредственно перед включением стенда «Сура», на которых заведомо отсутствовало влияние мощных радиоволн на яркость свечения. Для всех остальных снимков формировались темновые кадры с помощью усреднения с определёнными весами двух ближайших опорных кадров. При этом каждый из опорных кадров поворачивался в соответствии с вращением небесной сферы относительно полюса мира таким образом, чтобы положение звёзд на них совпало с положением звёзд на анализируемом снимке. Вес *а* при суммировании определялись интервалами времени между анализируемым снимком и опорными кадрами.

После этого из анализируемого кадра вычитался темновой кадр. В результате достигалась плавная компенсация излучения звёзд и фонового свечения атмосферы, и на итоговом изображении оставались только изменения яркости свечения, вызванные излучением стенда «Сура» и быстрыми изменениями прозрачности атмосферы и помехами (спутниками, метеорами и т. п.). И наконец, для сглаживания шумов использовалась текущая медианная фильтрация по полю снимка. Сравнение полученных изображений с картой звёздного неба и каталогом звёзд использовалось также для калибровки ПЗС-камеры и определения яркости свечения ночного неба. Примеры портретов ночного неба приведены на рисунках Рис. 3.21, Рис. 3.22, Рис. 3.23, Рис. 3.24, Рис. 3.25.

Кроме того, в экспериментах использовался мобильный фотометрический комплекс Казанского (Приволжского) федерального университета, который

обеспечивает одновременную регистрацию свечения в линиях 557,7 и 630 нм, точную привязку времени системы к мировому времени UTC посредством приёма сигналов ГЛОНАСС/GPS и синхронный с оптическими измерениями приём радиосигналов стенда «Сура» по КВ каналу.



Рис. 3.21. Последовательность изображений ночного неба во время и после окончания двухминутного КН воздействия на ионосферу радиоизлучением стенда «Сура» 04.09.2010 (вертикальное излучение ВН с частотой $f_0 = 4375$ кГц). Координаты по осям указаны в градусах поля зрения камеры, яркость – в относительных единицах после вычитания темнового кадра, 1 единица соответствует примерно 2,6 Рл. Как и на Рис. 3.22, Рис. 3.23, Рис. 3.24, начало координат соответствует прямолинейной проекции центрального луча ДН на небосвод, белая окружность – границам диаграммы ($12^\circ \times 12^\circ$). Показаны также географические стороны света и проекции силовых линий геомагнитного поля на небосвод. Время экспозиции – 15 с, указанное вверху снимков время соответствует началу экспозиции.

В качестве дополнительной диагностики параметров ионосферы и процессов, протекающих в возмущённой области, использовались данные вертикального зондирования ионосферы (с последующим моделированием распространения ВН) и измерений (ИРИ, см. Главу 2). Напомним, что искусственное радиоизлучение представляет собой слабую шумовую компоненту с характерной структурой в спектре отражённого от ионосферы сигнала ВН и является продуктом трансформации плазменных волн в электромагнитные в возмущённой области ионосферы. Аппаратура для регистрации ИРИ в широком диапазоне частот (до 300 кГц) с высоким временным разрешением (не хуже 0,5 мс) описана, например, в [35] и использовалась также в экспериментах, описанных в главах 1 и 2.



Рис. 3.22. Последовательность изображений ночного неба во время двухминутного КН воздействия на ионосферу радиоизлучением стенда «Сура» 04.09.2010 на частоте $f_0 = 4375$ кГц, сеанс 21:25:00-21:31:00 МСК.



Рис. 3.23. Оптические изображения ночного неба, зарегистрированные 04.09.2010 во второй половине 4-х последовательных 2-минутных КН посылок радиоизлучения стенда «Сура» (период повторения посылок 6 минут).



Рис. 3.24. Примеры оптических изображений, зарегистрированных 03-05.09.2010 (а-в) и 15.03.2010 (г) в конце двухминутных КН посылок радиоизлучения стенда «Сура» для различных ионосферных условий. Время и дата регистрации изображений указаны вверху рисунков. Одна единица АЦП камеры соответствует приблизительно 2,7 Рл 03.09.2010 и 05.09.2010 (а-в) и 3,2 Рл 15.03.2010.

Режимы излучения стенда «Сура» подбирались с учётом характерных времён физических процессов, протекающих в возмущённой области ионосферы с учётом следующих соображений. Во-первых, длительность квазинепрерывной последовательности импульсов с малой скважностью ($\tau_q = 1,5\div3,0$ мин) заметно характерное время возбуждения (1÷10 с) мелкомасштабных превышает $(l_{\perp} \sim 1 \div 50 \text{ м})$ вытянутых вдоль магнитного поля $(l_{//} \sim 5 \div 30 \text{ км})$ неоднородностей электронной концентрации и плазменных (верхнегибридных) волн в процессе развития тепловой параметрической неустойчивости [29, 109, 110] и достаточна для возбуждения крупномасштабных (*l* ~ 1÷10 км) неоднородностей плазмы в результате самофокусировочной неустойчивости [30, 111, 112]. Во-вторых, величина $\tau_{\rm q}$ сравнима с радиационным временем жизни $\tau_{\rm r}({\rm O}(^1D))$. Таким образом, за время излучения КН радиосигнала (КН посылки) успевает развиться искусственная верхнегибридная турбулентность и крупномасштабные неоднородности плазмы, а яркость свечения в красной линии – достигнуть уровня, близкого к стационарному.

За время короткой паузы (30 мс) во время КН посылки неоднородности электронной концентрации и яркость свечения в линиях 630 и 557,7 нм практи-

чески не релаксируют, тогда как плазменные волны успевают полностью затухнуть (за 3÷10 мс), а время их возбуждения и выхода на стационарный уровень интенсивности после включения ВН при «приготовленных» мелкомасштабных неоднородностях плазмы составляет всего 1÷10 мс [113].

При переходе от КН режима воздействия к импульсному с большой скважностью средняя мощность ВН оказывается недостаточной для поддержания мелкомасштабных неоднородностей плазмы, и они релаксируют за характерное время порядка 1÷20 с (в тёмное время суток времена релаксации заметно увеличиваются и могут превышать 100 с). В то же время, мощности и длительности короткого импульса хватает для возбуждения интенсивных ВГ волн при рассеянии ВН на релаксирующих неоднородностях. Измерения ИРИ при таких режимах воздействия позволяют эффективно диагностировать ВГ турбулентность, см. например [35, 103, 113-116].

После релаксации мелкомасштабных неоднородностей плазмы в паузе между КН посылками радиоизлучения стенда (3÷4,5 мин в нашем эксперименте), либо при «холодном старте» (в отсутствие приготовленных мелкомасштабных неоднородностей) во время коротких радиоимпульсов в результате развития стрикционной параметрической неустойчивости эффективно возбуждаются ленгмюровские плазменные волны, ответственные за генерацию ряда спектральных компонент ИРИ.

Как ВГ, так и ленгмюровские плазменные волны могут эффективно ускорять электроны до энергий, превышающих потенциал возбуждения состояний атома кислорода O(¹D) и O(¹S), а длительности радиоимпульса $\tau_p \sim 20$ мс вполне достаточно для формирования стационарной функции распределения ускоренных электронов при достаточно протяжённой по высоте области взаимодействия ВН с ионосферной плазмой [117-120]. В то же время, длительность импульса τ_p мала по сравнению с радиационными временами жизни $\tau_r(O^1D)$ и $\tau_r(O^1S)$, и яркость искусственного свечения во время импульсного воздействия радиоволной должна быть ниже, чем во время квазинепрерывного нагрева, приблизительно в τ_p/τ_r раз.


Рис. 3.25. Примеры оптических изображений, зарегистрированных в 2010 году в конце двухминутных КН посылок радиоизлучения при наклоне ДН на юг на 12° (а-д, з-к) и на 16° (е, и, к). Время и дата регистрации изображений указаны вверху панелей. Крест соответствует направлению луча зрения в магнитный зенит. Одна единица цветовой шкалы соответствует приблизительно 2,4 Рл (а, б, г, з, и); 2,6 Рл (д, е, к, л) и 3,6 Рл (в).

Если для красной линии отношение $\tau_p/\tau_r(O^1S) \approx (1\div 2) 10^{-4}$, и влияние ВН на яркость свечения во время импульсной работы нагревного стенда практически невозможно обнаружить, то для зелёной линии ожидаемое снижение яркости $\tau_p/\tau_r(O^1S) \approx 20$. В этом случае при достаточно чувствительной регистрирующей аппаратуре можно следить за корреляцией динамики искусственного радиоизлучения (и, следовательно, мелкомасштабных неоднородностей плазмы) и искусственного свечения ионосферы. Оптическое свечение в зелёной линии во время воздействия короткими радиоимпульсами с большой скважностью наблюдалось в нескольких экспериментах [102-104].

Далее, в тёмное время суток крупномасштабные неоднородности электронной концентрации в ионосфере релаксируют заметно медленнее, и за 3÷4,5 мин между КН посылками их амплитуда практически не изменяется. В то же время, крупномасштабная структура пятна свечения (или наоборот, области подавления свечения при воздействии КВ радиоволной) должна так или иначе коррелировать с крупномасштабной неоднородной структурой возмущённой области ионосферы. Таким образом, измерения свечения в течение достаточно длительного времени (серии КН посылок мощного радиоизлучения с паузами) позволяют изучать как местоположение, форму и размеры неоднородностей электронной концентрации, так и их перемещение (дрейф) в ночной ионосфере [84, 94, 106].

3.1.3. Результаты эксперимента: свечение в красной линии

3.1.3.1. Вертикальное излучение нагревной волны

15 и 16 марта и 3–5 сентября 2010 года ДН была ориентирована вертикально вверх, аналогичным образом были выставлены оптические инструменты. Результаты исследований влияния мощной радиоволны на свечение в красной линии атомарного кислорода ($\lambda = 630$ нм) представлены на Рис. 3.20, Рис. 3.21, Рис. 3.22, Рис. 3.23 и Рис. 3.24. На Рис. 3.20 приведён временной ход яркости свечения (в относительных единицах), усреднённого по 11-ти 6-минутным циклам воздействия (2 мин – КН излучение ВН, 4 мин – воздействие короткими импульсами), полученный в 21:49-22:55 МСК 05.09.2010. На Рис. 3.21 Рис. 3.22 показана последовательность обработанных по описанной выше методике изображений ночного неба во время и после окончания двухминутных КН посылок радиоизлучения 04.09.2010, для циклов воздействия в 21:13:00-21:19:00 МСК и 21:25:00-21:31:00 МСК. Также, как и на последующих рисунках, время экспозиции одного изображения составляет 15 с, указанное вверху панелей время соответствует началу экспозиции. Направление на север соответствует верхнему краю изображения, на восток – левому. Координаты указаны в градусах поля зрения камеры, начало координат на изображениях соответствует прямолинейной проекции оси ДН на небесную сферу, окружность – границам диаграммы шириной $12^{\circ} \times 12^{\circ}$ по уровню –3 дБ. Яркость свечения показана в единицах АЦП камеры после вычитания темнового кадра. Показаны также географические стороны света и проекции силовых линий геомагнитного поля на поле зрения камеры на высоте 250 км, построенные по модели IGRF [77].

На Рис. 3.23 представлены обработанные оптические изображения, зарегистрированные 04.09.2010 во второй половине 4-х последовательных двухминутных КН посылок (период повторения посылок – 6 минут), за 15÷45 с до их окончания. Различные моменты регистрации изображений в течение 6минутного цикла, выбранных для представления, определялись с учётом помеховой обстановки. Примеры изображений, зарегистрированных 15 марта и 3–5 сентября 2010 года в конце двухминутных КН посылок при различных ионосферных условиях и имеющих различную структуру, представлены на Рис. 3.24.

Из Рис. 3.20 видно, что под действием мощного радиоизлучения яркость свечения в линии $O({}^{1}D) \rightarrow O({}^{3}P)$ увеличивается с характерным временем, близким к радиационному времени жизни $\tau_{r}(O({}^{1}D))$, и 2-х минут воздействия недостаточно для насыщения уровня яркости. При 3-х минутных циклах КН воздействия стационарный уровень свечения достигался приблизительно за 2,5 минуты. Характерное время релаксации искусственного свечения после выключения КН посылки радиоизлучения гораздо короче и составляет примерно 30 с, причём после релаксации свечения наблюдается небольшое увеличение фонового уровня яркости. Такой временной ход яркости свечения линии $O({}^{1}D) \rightarrow O({}^{3}P)$ (медленное нарастание, быстрая релаксация, затем кратковременный подъём фона или замедление релаксации) наблюдался в большинстве сеансов воздействия как при вертикальном, так и при наклонном падении ВН на ионосферу, причём время релаксации излучения варьировалось в пределах от 20 до 30 с.

Процесс развития и релаксации области свечения для сеанса 04.09.2010 в 21:13:00-21:19:00 МСК показан на Рис. 3.21. Видно, что искусственное свечение наблюдается уже в первые 15 с воздействия. Область свечения представляет собой серию полос (страт), вытянутых вдоль проекций силовых линий геомагнитного поля B, с поперечными и продольными угловыми размерами $1^{\circ}\div 2^{\circ}$ и $8^{\circ}\div 10^{\circ}$ соответственно, причём свечение усиливается со временем только в одной из этих полос (западной). Видно также, что вокруг пятен свечения несколько снижается фоновая яркость.

После перевода нагревного стенда в импульсный режим (21:15:00 МСК) наряду с быстрой релаксацией свечения (оно практически не наблюдается уже на кадре с началом экспозиции в 21:15:43 МСК) восстанавливается и даже несколько увеличивается фон. В сеансе воздействия 04.09.2010 в 21:25:00-21:31:00 МСК (Рис. 3.22) пятно свечения развивается по иному сценарию. Полоса свечения по-прежнему вытянута вдоль магнитного поля **В** и сдвинута к западу относительно центра ДН, но сначала, причём за достаточно короткое время $\tau < \tau_r(O^1D)$, свечение развивается в северной части полосы. Максимальная по полю снимка яркость свечения $b \approx 20$ Рл достигается здесь через 50÷60 с после включения КН радиоизлучения примерно на 3° севернее центра ДН. Позднее, за время порядка $\tau_r(O^1 D)$ (правый кадр на Рис. 3.22, зарегистрированный через 90÷105 с после включения КН радиоизлучения) максимальная яркость $b \approx 17,5$ Рл достигается практически на «экваторе» ДН, тогда как в северной части яркость несколько уменьшается. Такой сценарий развития искусственного свечения наблюдался в нескольких сеансах воздействия и реализовывался при достаточно больших высотах точки отражения радиоволны в ионосфере. В

частности, в экспериментах 04.09.2010 критическая частота ионосферы f_{0F2} не поднималась выше 4,4 МГц, а высота отражения ВН не превышала 300 км.

Кроме этого, на последовательности 4-х кадров 04.09.2010, приведённых на Рис. 3.23, «основное» пятно свечения перемещалось от сеанса воздействия к сеансу на восток с небольшой угловой скоростью порядка 1°÷1,5° за 6 минут, что соответствует линейной скорости примерно 7÷15 м/с на высоте 250 км. На последнем кадре последовательности появилась дополнительная полоса свечения за западным краем проекции ДН. В дальнейшем (как установлено из последующих, не приведённых на Рис. 3.23 снимков) именно в этой, «новой» полосе сосредотачивается основное свечение, и она дрейфовала от сеанса к сеансу на восток приблизительно с той же скоростью до конца наблюдений в 21:55 МСК, когда критическая частота ионосферы f_{0F2} опустилась ниже рабочей частоты стенда $f_0 = 4375$ кГц. Максимальная по полю снимка яркость свечения варьируется на изображениях, приведённых на Рис. 3.23, в пределах $b \approx 11\div24$ Рл над фоном. Минимальная яркость $b \approx 11$ Рл на первом снимке и дальнейшее её увеличение (по отношению к фоновой) связаны, скорее всего, с уменьшением фона свечения ночного неба во времени в послезаходные часы.

На Рис. 3.24 представлены примеры портретов возмущённой области ионосферы в линии 630 нм, зарегистрированных 15.03, 03.09 и 05.09 и имеющих структуру, отличную от представленной на Рис. 3.23. В частности, на кадрах, зарегистрированных 15.03 и 05.09 (Рис. 3.24, панели а, e), область свечения расположена приблизительно в центре ДН, но вытянутые вдоль магнитного поля **В** полосы наблюдаются только на Рис. 3.24а, там, где максимальная яркость свечения составляет $b \approx 15$ Рл.

Высота отражения ВН на частоте $f_0 = 4375$ кГц в 22:30 МСК 05.09 (Рис. 3.24а) составляла 250 км, во время эксперимента 15.03 ($f_0 = 4300$ кГц, Рис. 3.24г) – 280 км. Следует отметить, что в эксперименте 15.03 рабочая частота стенда была близка к критической частоте ионосферы f_{0F2} , и область верхнего гибридного резонанса ВН, где $f_0^2 \approx f_{pe}^2 + f_{ce}^2$, была расположена заметно ниже уровня отражения, на высоте порядка 255 км. На изображениях 03.09 при частоте ВН $f_0 = 4375$ кГц (Рис. 3.246, Рис. 3.24*в*) высота отражения увеличивалась от 265 до 280 км. На этих снимках область свечения смещена к северу на 3°÷6° относительно центра ДН тем больше, чем выше высота отражения ВН. Вытянутые вдоль магнитного поля полосы свечения присутствуют на этих снимках. Они имеют размер $0,5^{\circ}\div2^{\circ}$, а расстояние между ними составляет $1^{\circ}\div3^{\circ}$. Максимальная яркость свечения на Рис. 3.246, Рис. 3.24в составляет $b \approx 40$ Рл и $b \approx 37$ Рл соответственно.

3.1.3.2. Наклонное излучение нагревной волны

17 марта, 13 мая, 7 и 8 сентября 2010 года ДН наклонялась на 12° к югу от вертикали в плоскости магнитного меридиана, 9 и 10 сентября 2010 года – на 16°. На Рис. 3.25 представлены различные типы оптических изображений облучавшейся стендом «Сура» области небосвода, обработанные по описанной выше методике. Крест на снимках соответствует «магнитному зениту» – лучу зрения вдоль геомагнитного поля **B**. Можно различить четыре типа изображений.

Во-первых, это достаточно протяжённое (порядка $4^{\circ} \times 4^{\circ}$) пятно свечения, с небольшой яркостью (b <~ 15 Рл), расположенное несколько южнее центра проекции ДН на небосвод. Такое пятно наблюдалось в эксперименте 07.09 при наклоне ДН на юг на 12° и частоте ВН $f_0 = 5375$ кГц в течение четырёх циклов воздействия с 21:25 до 21:45 МСК (см. Рис. 3.25а).

Во-вторых, в большинстве сеансов воздействия (в том числе 07.09 после перестройки частоты ВН на $f_0 = 4740$ кГц) наблюдалось компактное пятно (угловой размер не превышает 2°), как правило, с большей яркостью, расположенное либо непосредственно в магнитном зените, либо несколько севернее него (не более, чем на 0,5°) вне зависимости от того, наклонена ДН на 12° или на 16°. При этом по линии восток-запад пятно остаётся достаточно протяжённым (3°÷4°), а в северном направлении, вдоль проекций силовых линий геомагнитного поля, наблюдается менее яркий, но достаточно заметный «хвост» пятна свечения. Такая структура наблюдается на Рис. 3.25 (панели б-е). Наиболее интенсивное искусственное свечение в линии 630 нм в магнитном зените зарегистрировано 13.05 в период 22:57-23:10 МСК, его средняя по полю яркость составила 70÷90 Рл, а пиковые значения достигали 160÷190 Рл (Рис. 3.25в). Отметим, что во всех сеансах воздействия, когда пятно искусственного свечения наблюдалось в магнитном зените, в соответствии с ионосферными условиями использовалась ВН с частотой в диапазоне 4300 кГц < f0 < 4785 кГц.

В третьих, на ряде снимков (см. Рис. 3.25, панели з, и) области свечения имеют вид набора достаточно мелких пятен (1°÷3°) с яркостью 15÷25 Рл, самое яркое из которых расположено в магнитном зените. Такая картина наблюдается достаточно редко, а представленные на Рис. 3.25 снимки были зарегистрированы в последние сеансы воздействия, в которых наблюдалось свечение. Ионограммы, зарегистрированные близко по времени к этим сеансам, демонстрируют существование интенсивного ионосферного слоя с развитыми неоднородностями различных масштабов (F_{spread}), а критическая частота ионосферы f_{0F2} в этот период близка к частоте BH f_0 . Отметим также, что в те дни, когда при уменьшении критической частоты f_{0F2} подавлялось фоновое оптическое свечение ионосферы под действием излучения стенда (см. ниже), пятнистая структура, как правило, не наблюдалась.

Наконец, в-четвёртых, во время экспериментов 07.09-10.09 во время КН воздействия радиоизлучением наблюдалось подавление естественного фона оптического свечения, глубина подавления достигала в некоторых сеансах 10÷15 Рл. Яркие примеры такого влияния мощного КВ радиоизлучения на искусственное свечение приведены на Рис. 3.25 (панели к, л). Следует отметить также, что в ряде сеансов воздействия 07.09 и 08.09 наряду с генерацией свечения, на периферии возмущённой области наблюдалось подавление оптического фона (см. Рис. 3.25, панели г, е).

«Смена знака» воздействия мощной радиоволны с генерации искусственного свечения на подавление фона наблюдается также по данным фотометра (см. Рис. 1.4). Из Рис. 1.4 видно, что подъём яркости свечения во время КН излучения стенда «Сура» на частоте $f_0 = 5375$ кГц в 21:49 МСК сменяется её уменьшением при переходе на частоту $f_0 = 5355$ кГц. После перестройки стенда на более низкую частоту $f_0 = 4740$ кГц в 22:43 МСК снова наблюдалось искусственное свечение.

Как правило, за уменьшением оптической фоновой яркости во время излучения стенда после отключения передатчиков следует её временное увеличение (порядка нескольких процентов) над стационарным средним значением. Это дополнительное «послесвечение» присутствует и в тех сеансах, где мощное радиоизлучение значительно усиливает свечение в линии 630 нм: либо неявно в виде отклонения релаксации яркости свечения от экспоненциальной временной зависимости, либо явно в виде дополнительного временного максимума яркости после отключения передатчиков (см. Рис. 3.20). Смена свечения на подавление оптического фона во время КН воздействия радиоизлучением наблюдалась, когда критическая частота ионосферы f_{0F2} уменьшалась до значений, превышающих рабочую частоту стенда «Сура», не более чем на 0,5 МГц. В эксперименте 09.09 при частоте излучения стенда $f_0 = 4375$ кГц в течение всего эксперимента с 21:00 до 23:07 МСК величина f_{0F2} не превышала 4,8 МГц. Искусственное свечение в этот день не наблюдалось вовсе, а фоновое свечение подавлялось сильнее с уменьшением критической частоты f_{0F2} .

Отметим в заключение, что в случае $f_{0F2} < f_0$ ни искусственного подавления оптического фона, ни свечения, ни ИРИ не наблюдалось ни при вертикальном, ни при наклонном излучении ВН.

3.1.4. Результаты эксперимента: свечение в зеленой линии

Свечение в зелёной линии атомарного кислорода ($\lambda = 557,7$ нм, переход $O({}^{1}S) \rightarrow O({}^{1}D)$) обладает существенно большим потенциалом и меньшим сечением возбуждения, чем свечение в красной линии (см., например, [95]). Поэтому яркость свечения в зелёной линии оказывается приблизительно в 5÷10 раз ниже яркости в красной [94, 95, 105]. В связи с этим естественные флуктуации яркости свечения в зелёной линии, связанные с вариациями прозрачности атмосферы, часто маскируют вариации яркости свечения за счёт воздействия мощными радиоволнами, и для успешных измерений в зелёной линии нужны более

благоприятные погодные и ионосферные условия. Например, на Рис. 1.4 влияние стенда «Сура» на свечение в зелёной линии практически незаметно.

Тем не менее, в экспериментах 2010 года на стенде «Сура» в ряде сеансов искусственное свечение в зелёной линии было зарегистрировано. Свечение в зелёной линии атомарного кислорода регистрировалось с помощью фотометров. Фрагмент записи сигнала фотометров 16.03 в зелёной и красной линиях приведён на Рис. 3.26. На Рис. 3.26 наряду с заметным увеличением яркости свечения в красной линии (приблизительно $10\div11$ % от фоновой) во время непрерывного излучения стенда «Сура» имеет место также меньшее по величине (на $4\div5$ % от фона) увеличение интенсивности свечения в зелёной линии. В других сеансах воздействия яркость свечения в зелёной линии не превышала $1\div2$ % от фоновой яркости, а в ряде сеансов наблюдалось подавление свечения приблизительно на ту же величину. На Рис. 3.26 яркость свечения приведена в произвольных единицах, кроме того, среднее значение фоновой яркости для наглядности смещено относительно оси ординат. Расчёт параметров шумовой дорожки фотометра показывает, что яркость свечения в линии 557,7 нм в сеансе, представленном на Рис. 3.26, увеличивается не более, чем на 10 Рл.

Как указано в разделе 3.1.2, при использованном режиме воздействия радиоизлучением возможна регистрация искусственного свечения в зелёной линии во время излучения коротких импульсов ВН с большой скважностью. В экспериментах 2010 года такой эффект наблюдался в ряде сеансов воздействия. Следует отметить, что для выделения оптического свечения, инициированного короткими радиоимпульсами, приходится проводить усреднение по моментам времени, отстоящим друг от друга на период повторения импульсов. При этом полная длительность временного интервала усреднения и начало этого интервала по отношению к окончанию предыдущего интервала КН воздействия радиоизлучением должны выбираться в соответствии с длительностью существования вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей плазмы, которая, в свою очередь, определяется по измерениям ИРИ [103, 104].



Рис. 3.26. Фрагмент записи сигнала фотометра в красной ($\lambda = 630$ нм, кривая 1) и зеленой ($\lambda = 557,7$ нм, кривая 2) линиях атомарного кислорода 16.03. Время накопления 0,25 с, текущее усреднение по 11 отсчетам (2,5 с). Кривая 3 соответствует сигналу стенда «Сура». Вертикальное излучение ВН с частотой $f_0 = 4300$ кГц.

Рис. 3.27. Сигнал фотометра в зелёной линии ($\lambda = 557,7$ нм) во время импульсного излучения стенда «Cypa» 21:17:40-21:18:20 МСК 07.09, усреднённый по 30 последовательным периодам повторения импульсов. Длительность импульсов $\tau_p = 30$ мс, период повторения $T_{\rm p} = 2$ с. Время излучения радиоимпульса с длительностью 30 мс показано прямоугольником на оси абсцисс. Текущее усреднение по 251 отсчёту (0,25 с). Начало оси ординат соответствует среднему значению сигнала фотометра в отсутствие искусственного свечения.

Пример регистрации свечения в зелёной линии атомарного кислорода во время сеанса воздействия 07.09 в 21:13-21:19 МСК (21:13-21:15 МСК – КН воздействие, 21:15:00-21:19:00 МСК – импульсное излучение ВН) приведён на Рис. 3.27. На рисунке показано усреднённое за время 21:17:40-21:18:20 МСК изменение яркости свечения в течение периода повторения радиоимпульсов $T_p = 2$ с, кроме того, прямоугольником отмечено время излучения радиоимпульса. Видно, что приблизительно через 0,1 с после окончания радиоимпульса с длительностью $\tau_p = 30$ мс яркость свечения увеличивается приблизительно на 1,5% над средней фоновой. Длительность такого увеличения свечения составляет порядка 0,3 с $\langle \tau_r(O({}^1S))$. В другие отрезки времени импульсной работы стенда (21:15:00-21:19:00 МСК) такого увеличения яркости свечения обнаружить не удалось. Следует отметить, что в предыдущих экспериментах, где отмечалось увеличение яркости свечения в зелёной линии, эффект наблюдался сразу или через 1÷2 мин после окончания КН посылок [103, 104], а в [102] использовалось только импульсное радиоизлучение. Искусственное свечение в зелёной линии при непрерывном воздействии на ионосферу радиоизлучением стенда «Сура» ранее зарегистрировать не удавалось.

3.1.5. Обсуждение результатов

В 2010 году проведено 3 серии экспериментов по исследованию влияния воздействия мощного коротковолнового радиоизлучения стенда «Сура» на излучение ионосферы в оптическом диапазоне на длинах волн $\lambda = 630$ нм и $\lambda = 557,7$ нм. Частота волны накачки в экспериментах составляла $f_0 = 4300 \div 5375$ кГц, эквивалентная мощность излучения варьировалась от 60 до 100 MBт. Стенд «Сура» уступает по своему потенциалу стенду EISCAT (г. Тромсё, Норвегия, максимальная эффективная мощность 1200 MBт) и HAARP (г. Гакона, Аляска, США, максимальная эффективная мощность 3600 MBт). Возможно, что это, наряду с большим влиянием естественных флуктуаций параметров ионосферы, является одной из причин достаточно редкого наблюдения заметного влияния воздействия излучения стенда на яркость свечения в зелёной линии ($\lambda = 557,7$ нм), обладающей достаточно высоким потенциалом возбуждения (4,17 эВ).

В то же время, в [94] сообщается о достаточно уверенном наблюдении искусственного свечения в этой линии (до 10 Рл в среднем в пятне свечения) на стенде НААRP при достаточно низкой мощности воздействия (10 МВт) на частоте $f_0 = 2750$ МГц, близкой ко второй гармонике электронной циклотронной частоты $2f_{ce}$. При этом также наблюдалось искусственное свечение в линии $\lambda =$ 777,4 нм (разрешённый переход $O^5P \rightarrow O({}^5S^0)$) с более высоким потенциалом возбуждения 10,7 эВ. В наших измерениях на стенде «Сура» впервые было зарегистрировано искусственное свечение в линии $\lambda = 557,7$ нм во время длительного КН излучения стенда, а также в добавление к результатам экспериментов [102-104] получены новые данные о поведении искусственного оптического свечения во время импульсного излучения волны накачки.

Результаты измерений искусственного свечения в красной линии (λ = 630 нм) показали следующее.

- а). Время нарастания яркости свечения в красной линии близко к радиационному времени жизни возбуждённого состояния $\tau_r(O(^1D)) = 107$ с, и двух минут воздействия недостаточно для насыщения яркости свечения. Характерное время релаксации свечения после выключения КН посылки ВН оказывается меньшим и составляет $20\div30$ с, причём после релаксации свечения немного увеличивается фоновый уровень яркости. В ряде сеансов в ходе вертикального КН излучения волны накачки область максимальной яркости оптического свечения с размером $2^\circ \times 2^\circ$ перемещалась с севера на юг вдоль полос, вытянутых вдоль геомагнитного поля **B**. Максимальная яркость свечения по полю снимка варьировалась в пределах $10\div50$ Рл над фоном, максимальные значения яркости за всё время наблюдений были зарегистрированы в эксперименте 13.05.2010 и достигали в среднем $70\div90$ Рл, при пиковых значениях порядка $160\div190$ Рл.
- б). При вертикальном излучении ВН развитие области искусственного свечения происходит в виде полос (страт), вытянутых вдоль проекций силовых линий геомагнитного поля *B* на небосвод, с поперечными и продольными угловыми размерами 1° ÷ 2° и 6° ÷ 8° соответственно. Такая картина имеет место при максимальных уровнях яркости свечения, не превышающих 15 Рл. При большей яркости стратификация пятна свечения слабо различима на снимках, и пятно свечения является практически изотропным.
- в). При высотах отражения ВН порядка 250 км область искусственного свечения расположена вблизи центра прямолинейной проекции ДН на небосвод. При увеличении высоты отражения пятно свечения смещается к северу, смещение может достигать 6° ÷ 8°.

- г). В ряде экспериментов пятно свечения дрейфовало по линии восток-запад с небольшой скоростью около 10 м/с в течение нескольких последовательных 6-минутных циклов воздействия.
- д). При наклоне ДН стенда на 12° к югу и частоте ВН $f_0 = 5375$ кГц пятно свечения наблюдалось вблизи центра прямолинейной проекции ДН на небосвод. При наклонах ДН на 12° и на 16° к югу и частотах ВН 4300 $\leq f_0$ ≤ 4785 кГц пятно свечения располагалось вблизи магнитного зенита (в направлении магнитного поля **B**). В последнем случае в ряде сеансов наряду с изотропным пятном с диаметром 1,5° \div 2° регистрировался менее яркий «хвост» свечения, вытянутый на 4° \div 6° к северу вдоль проекций магнитных силовых линий. В экспериментах 17.03 и 07.09.2010 при уменьшении критической частоты ионосферы до значений $f_{0F2} \approx f_0$ и развитии слоя F_{spread} область свечения расслаивалась на разнесённые по полю снимков пятна.
- е). В сентябре 2010 года при наклоне ДН стенда на юг во время послезаходного уменьшения критической частоты ионосферы *f*_{0F2} до значений, превышающих рабочую частоту стенда «Сура» не более, чем на 0,5 МГц, наблюдалась «смена знака» воздействия ВН на оптическое свечение ионосферы: генерация искусственного свечения ионосферы сменялась подавлением фонового свечения ночного неба. Как правило, после отключения стенда «Сура» за уменьшением яркости свечения следовало её временное увеличение на несколько процентов над стационарным средним фоновым значением. Это дополнительное «послесвечение» присутствовало и в тех сеансах, когда наблюдалось свечение в линии 630 нм. Кроме того, во время воздействия радиоизлучением уменьшался оптический фон сбоку от пятна искусственного свечения.

Часть результатов по свечению в линии 630 нм подтверждает результаты, полученные с помощью ПЗС-камеры SBIG ST9E в эксперименте 15.09.2004 при вертикальном излучении ВН [106]. Это эффекты стратификации пятна свечения на вытянутые вдоль магнитного поля полосы при умеренных уровнях яркости,

смещение пятна на север при увеличении высоты отражения ВН, начало развития свечения в северной части проекции ДН стенда на небосвод, дрейф пятна свечения по линии восток-запад. В работе [106] подробно обсуждаются перечисленные эффекты.

Согласно [85, 90, 91] оптическое свечение генерируется на высотах 220 ÷ 270 км, где достаточно высока концентрация атомов кислорода, тогда как ускорение электронов до необходимых энергий E > 2 эВ происходит в области отражения ВН, а точнее – в области её ВГ резонанса. При подъёме области ускорения до высот, превышающих 270 км, энергичным электронам для возбуждения достаточного числа атомов кислорода и перевода их в состояние $O(^{1}D)$ необходимо попасть в более низкие и, следовательно, плотные слои атмосферы. Поскольку электроны движутся вниз вдоль магнитного поля B, а оно, в свою очередь, наклонено к северу, то в эксперименте наблюдается видимое смещение пятна к северу при высокой ионосфере. Как показывают расчёты для условий эксперимента, если бы смещение оптического пятна было обусловлено отклонением групповой траектории лучей волны накачки обыкновенной поляризации к северу вблизи точки отражения, то смещение пятна свечения было бы гораздо большим, а в области ВГ резонанса такое отклонение несущественно. Перемещение пятна искусственного свечения на юг, отмеченное на Рис. 3.22, также связано с движением электронов вдоль магнитных силовых линий и тем фактом, что время жизни атома кислорода в состоянии $O(^{1}D)$ в интервале высот 220 ÷ 270 км составляет 20 ÷ 30 с и мало по сравнению с радиационным временем $\tau_r(O^1D) = 107$ с. Уменьшение времени жизни возбуждённых атомов определяется их «гашением» в межатомных столкновениях, более частых в более низких слоях [107]. Поскольку формирование функции распределения электронов в результате их ускорения плазменными волнами и их проникновение в более низкие слои происходит существенно быстрее гашения, то сначала возбуждённые атомы кислорода появляются (а, следовательно, и свечение в линии 630 нм генерируется) на более низких высотах, а уже затем на больших высотах, где время жизни атома в состоянии O(¹D) приближается к радиационному. С уменьшением времени жизни возбуждённых атомов $O({}^{1}D)$ при уменьшении высоты связана также быстрая по сравнению с временем $\tau_{r}(O{}^{1}D)$ релаксация свечения в линии 630 нм после выключения КН излучения ВН.

Стратификация пятна свечения на снимках на вытянутые вдоль проекций магнитного поля структуры с поперечным к магнитному полю **B** угловым размером $0.5^{\circ} \div 2^{\circ}$ (на высоте порядка $250 \div 300$ км это соответствует линейному размеру $l_{\perp} \sim 2 \div 10$ км) и продольным размером $3^{\circ} \div 6^{\circ}$ ($l \sim 15 \div 30$ км) связаны, скорее всего, с самофокусировочной неустойчивостью BH, в результате которой в области существования плазменных волн образуются неоднородности концентрации плазмы с поперечными размерами $0.5 \div 5$ км, причём BH должна фокусироваться в областях пониженной концентрации плазмы [30, 88, 101, 112, 117]. Там же, естественно, более эффективно возбуждаются плазменные волны и ускоряются электроны, в результате столкновений с которыми появляются атомы в состояниях $O(^{1}D)$ и $O(^{1}S)$.

Электроны разлетаются из области ускорения, как уже указывалось, вдоль магнитного поля **B**, поэтому продольный размер области свечения можно оценить как $l_l \sim l / \cos(71,5^\circ) \sim 50 \div 90$ км $(71,5^\circ - магнитное наклонение)$. Такая оценка справедлива, если характерный поперечный размер оптического пятна в плоскости геомагнитного меридиана $l_{\perp m} \approx l_{\perp}$, т.е. неоднородности плазмы изотропны в плоскости, ортогональной магнитному полю **B**, что имеет место при распространении ВН вдоль магнитного поля **B**. В этом случае неоднородности плазмы имеют вид цилиндров, вытянутых вдоль магнитного поля **B**. При распространении ВН под конечным углом к магнитному полю **B** в плоскости геомагнитного меридиана с поперечным размером $l_{\perp m} > l_{\perp}$ и толщиной в поперечной меридиана уплоскости порядка l_{\perp} . При этом оценка, приведённая выше для изотропной в поперечной магнитному полю **B** плоскости неоднородности, представляет собой верхнюю границу продольного размера области свечения. Другой причиной фокусировки ВН и, следовательно, стратификации пятна свечения в красной линии могут служить неоднородности (области пониженной концентрации плазмы) естественного происхождения в возмущённой области ионосферы. По-видимому, такая ситуация имела место в экспериментах 04.09.2010, когда фокусировка происходила в западной части ДН стенда, а не в центре её, где плотность потока энергии ВН максимальна. Наблюдаемое перемещение пятна свечения в восточном направлении от сеанса к сеансу связано с дрейфом плазмы в скрещённых электрическом и магнитном полях [85, 100].

Эффект смещения пятна свечения в линии 630 нм дополнительно на $4^{\circ} \div 5^{\circ}$ к югу от центра ДН стенда при её наклоне на юг на 12° был обнаружен в разовом эксперименте 17.09.2004 [106] (один двухминутный цикл непрерывного воздействия) и требовал дополнительной проверки. В серии экспериментов 2010 года было установлено, что при частоте ВН $f_0 = 5375$ кГц, $f_0 \ge 4f_{ce}$ пятно свечения располагалось несколько южнее центра проекции ДН на небосвод и заметно севернее магнитного зенита. Соотношение частот f_0 и $4f_{ce}$ определялось по характерному спектру ИРИ при $f_0 > nf_{ce}$, см., например, [35, 114, 115]. При частоте BH $f_0 \le 4785$ кГц пятно свечения наблюдалось вблизи магнитного зенита (см. Рис. 3.25). В экспериментах 17.03 и 07.09 при уменьшении критической частоты ионосферы и развитии слоя F_{spread} пятно свечения расслаивалось. При наблюдениях 08.09 пятно свечения было расположено в магнитном зените в течение всего времени генерации мощного радиоизлучения. При наклоне ДН стенда на юг на 16° (10.09) пятно всегда находилось в магнитном зените. Таким образом, эффект магнитного зенита, обнаруженный на полярных стендах EISCAT и HAARP (магнитное наклонение 78° и 76° соответственно) и заключающийся в усилении различных эффектов воздействия при направлении ДН стенда вдоль магнитного поля [86, 88, 89, 92], на стенде «Сура» (наклонение 71,5°) проявляется в перемещении пятна свечения в магнитный зенит при различных углах наклона ДН к югу и существует при достаточно низких частотах BH.

Согласно [88, 120] эффект магнитного зенита связан с усилением модификации ионосферы при запирании пучка мощных радиоволн, направленного вдоль магнитных силовых линий, в вытянутой вдоль магнитного поля каверне (полости) электронной концентрации вследствие самофокусировочной неустойчивости. Отметим также, что возбуждение крупномасштабных неоднородностей в магнитном зените на стенде «Сура» наблюдалось с помощью просвечивания возмущённой области ионосферы сигналами пролётных искусственных спутников Земли [8, 121]. Для выяснения причины отсутствия эффекта магнитного зенита при частоте BH $f_0 = 5375$ кГц в условиях стенда «Сура» – связано ли это с близостью частоты f_0 к циклотронной гармонике $4f_{ce}$, либо просто с большей величиной f_0 – требуются дополнительные эксперименты в условиях достаточно высоких критических частот в тёмное время суток.

Далее, для ответа на вопрос об условиях возбуждения искусственного свечения и положении пятна свечения на небосводе необходим расчёт траекторий распространения ВН в условиях эксперимента с модельным включением неоднородностей концентрации плазмы (областей пониженной концентрации), отвечающих за фокусировку ВН. Пример такого расчёта приведён на Рис. 3.28 для частоты волны накачки $f_0 = 4740$ кГц и условий эксперимента 08.09, когда пятно свечения находилось в магнитном зените (см. Рис. 3.25). Для расчёта использовались данные ионозонда, полученные в 21:24 МСК, через 3 мин после выключения КН излучения стенда. Из Рис. 3.28 видно, что в плоскослоистой ионосфере (в отсутствие фокусирующих неоднородностей, Рис. 3.28а) не наблюдается каких-либо особенностей траекторий лучей, которые могли бы отклонить поток энергии ВН в сторону магнитного зенита. Отклонение лучей с углами выхода к вертикали 12,5°, 13,5° и 14,5° (близких к центральному лучу ДН) вследствие рефракции не превышает на восходящем участке траектории 1° на уровне ВГ резонанса и 2° в наивысшей точке траектории луча, т.е. в такой среде пятно свечения должно находиться близко к центру ДН стенда при наклоне последней на 12° ÷ 14° на юг. Расчёт с учётом модельных вытянутых

вдоль магнитного поля **В** неоднородностей с отклонением электронной концентрации

$$\Delta N = N_0 \exp\left(-\frac{x^2}{l_m^2} - \frac{y^2}{l^2} - \frac{z^2}{l_{\parallel}^2}\right)$$
(3.1)

расположенных под углами к вертикали от 12° до 18,5° (Рис. 3.28б) показывает, что лучи с углами выхода к вертикали 17,5°, 18,5° и 19,5° эффективно захватываются и фокусируются неоднородностью, расположенной в магнитном зените, в отличие от лучей с меньшими углами выхода.



Рис. 3.28. Траектории лучей ВН с частотой $f_0 = 4740$ кГц в плоскости магнитного меридиана (здесь *z* – высота, *d* – горизонтальное расстояние от точки выхода луча в плоскости магнитного меридиана). Для расчёта использованы данные ионограммы вертикального зондирования 08.09 в 21:23 МСК, восстановленный профиль электронной концентрации приведён на панелях штриховой линией. Панель а соответствует плоскослоистой ионосфере, панель б – ионосфере с «добавленными» неоднородностями электронной концентрации (показаны серыми штрихпунктирными линиями). Стрелкой показано направление магнитного поля, чёрными точками показан уровень отражения ВН, серыми (а) – уровень ВГ резонанса ВН. Высота отражения волны накачки (в случае плоской ионосферы) – 253 км, высота ВГ резонанса – 248 км. Расчёт проведён для лучей с углами выхода к вертикали (слева направо) 12,5°; 13,5°; 14,5°; 17,5°; 18,5° и 19,5°.

Для расчётов брались неоднородности плазмы с центром (z = 0) на высоте h = 250 км, относительной глубиной $\Delta N / N(z = 0) = -10$ %, поперечным разме-

ром в плоскости магнитного меридиана и поперёк него $l_{\rm m} = l = 5$ км и продольными размерами соответственно $l_{\parallel} = 50$ км и 100 км. Необходимо отметить, что большая эффективность захвата/фокусировки наблюдается при большей длине неоднородностей. В свою очередь, лучи с меньшими углами выхода (12,5°, 13,5° и 14,5°) дополнительно отклоняются к югу. Увеличение длины вытянутых вдоль магнитного поля искусственных ионосферных неоднородностей плазмы с поперечными размерами 50 ÷ 100 м в ночное время отмечалось в эксперименте [116]. Тем не менее, для детальной интерпретации и исследования закономерностей эффекта магнитного зенита в условиях экспериментов на стенде «Сура» необходимы дальнейшие модельные расчёты траекторий радиолучей с учётом реальных ионосферных условий и сопоставление их с данными регистрации и искусственного свечения.

В экспериментах 2010 года нами обнаружен эффект смены знака воздействия ВН на оптическое свечение ионосферы. Такое поведение яркости свечения может быть объяснено при корректном учёте, наряду с ускорением, электронов нагрева плазмы мощной волной и температурной зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации $a_{3\phi}$ – процесса, в результате которого также образуются атомы кислорода в возбуждённом состоянии O(¹D) [80, 82, 107]. Качественно эффект уменьшения фоновой яркости во время воздействия мощной радиоволной объясняется уменьшением коэффициента $a_{3\phi}$ с ростом температуры электронов ($a_{3\phi}(T_e) \approx T_e^{-1/2}$), а последующее небольшое увеличение яркости обусловлено накоплением ионов молекулярного кислорода O₂⁺ за время действия нагревной радиоволны.

Детальное изложение исследований конкуренции влияния ускорения и нагрева электронов на оптическое свечение ионосферы выходит за рамки настоящей диссертационной работы. Часть полученных результатов изложена в [17]. Отметим лишь, что, во-первых, при достаточно высоких критических частотах ионосферы генерация искусственного свечения, связанного с ускорением электронов, преобладает над подавлением оптического фона в области с размером, меньшим, чем размер прямолинейной проекции ДН стенда на небосвод, и тёмного пятна, связанного с нагревом электронов. Во-вторых, основную роль не только в ускорении электронов, но и в их нагреве играют плазменные волны, возбуждаемые ВН, а не сама ВН. Этот факт следует из одновременного с оптическими измерениями наблюдений ИРИ, являющегося продуктом конверсии плазменных волн в электромагнитные [103, 113]. В наших экспериментах ИРИ наблюдалось как во время свечения, так и при подавлении свечения ионосферы. При прекращении генерации ИРИ ни один из этих эффектов уже на наблюдался.

Как уже указывалось, искусственное свечение должно генерироваться в областях с повышенными интенсивностью ВН и плотностью энергии плазменных волн и, следовательно (вследствие самофокусировки либо фокусировки на естественных неоднородностях), пониженной электронной концентрации. При увеличении мощности ВН $P_{3\phi\phi}$ эффективность ускорения электронов должна возрастать, и искусственное свечение должно преобладать над снижением фона в линии 630 нм уже во всей области засветки ионосферы мощной волной, а свечение в линии 557,7 нм наблюдаться более надёжно. Более того, энергия ускоренных электронов должна превышать более высокие потенциалы возбуждения состояний атомов и ионов O(3 $p^{3}P$), 11 эВ; N_{2}^{+} ($B^{2}\Sigma_{u}^{-}$), 18 эВ, а также потенциалы ионизации основных нейтральных компонент ионосферы (атомарного кислорода О, 13,6 эВ и молекулярного азота N₂, 15,6 эВ). Это должно приводить к генерации свечения в линиях с $\lambda = 844,6$; 427,8 нм [95], к дополнительной ионизации ионосферной плазмы и, наоборот, повышению электронной концентрации в области сильного поля ВН. Отметим, что слабая дополнительная ионизация ионосферной плазмы наблюдалась в экспериментах на стенде «Сура» [34, 122]. При существенном повышении мощности стенда в последние годы (в настоящее время на стенде EISCAT мощность достигает 1200 MBт, а на стенде НААRР - 3200 МВт) эффекты дополнительной ионизации заметно преобладают над вытеснением плазмы, что приводит к образованию дополнительных ионосферных слоёв [66, 98] и существенно изменяет структуру пятна свечения [66, 93].

3.2. Пространственная корреляция крупномасштабных неоднородностей плотности (по данным анализа GPS-сигналов) и искусственного оптического свечения в линии 630 нм

3.2.1. Основные понятия

При воздействии на ионосферу мощным коротковолновым радиоизлучением в области её отражения образуются неоднородности электронной концентрации с размерами от десятков сантиметров до десятков километров [123]. Диагностика крупномасштабной (более 0,5 км) структуры возмущённой мощной радиоволной области ионосферы осуществляется с помощью просвечивания ионосферы декаметровым радиоизлучением космических радиоисточников, с помощью ракурсного рассеяния радиоволн КВ и УКВ диапазонов, просвечивания возмущённой области УКВ сигналами низкоорбитальных спутников и геостационарных спутников, с помощью спутниковой радиотомографии, измерений электронной плотности *in situ* при пролёте космических аппаратов и геофизических ракет через возмущённую область и над ней (см. [123, 124] и цитированную там литературу).

Крупномасштабные неоднородности с масштабами 5-50 км могут также эффективно изучаться с помощью двухчастотного радиопросвечивания сигналами спутников систем "Navstar" (GPS) или ГЛОНАСС микроволнового диапазона. При распространении через возмущённую область у таких сигналов появляется дополнительный набег фазы, обусловленный дисперсией радиоволн в ионосферной плазме и линейно связанный с полным электронным содержанием (ПЭС) на траектории распространения [40, 125]. С начала 80-х годов данный метод используется для определения ПЭС в ионосфере в естественных условиях, а с 2007 года началось активное использование спутников системы «Navstar» для определения полного электронного содержания в ионосфере во время экспериментов по воздействию на ионосферу мощным коротковолновым радиоизлучением. Такие исследования проводились на стендах HAARP [126] и «Сура» [7, 124, 127]. Измерение искусственного свечения ионосферы в линии O(^{1}D) ($\lambda = 630$ нм) также является эффективным методом исследования крупномасштабной структуры возмущенной области. Как показали измерения с помощью ПЗС-камер с соответствующими светофильтрами, портреты возмущенной области в красной линии обладают ярко выраженной крупномасштабной структурой с угловыми размерами порядка 2 – 10° (это соответствует размерам 9 – 44 км на высоте 250 км над Землей), часто перемещающейся (дрейфующей) в пространстве при длительном нагреве [5, 85, 92, 94, 106, 128].

В настоящем разделе описывается методика и приводятся результаты одновременных исследований структуры возмущенной области с помощью сигналов GPS и измерений искусственного оптического свечения ионосферы, проведенных на нагревном стенде «Сура». Целью является обнаружение пространственной корреляции интенсивности искусственного свечения и ПЭС.

Ниже в разделе 3.2.2 приводятся краткие физические основы и методика эксперимента. В разделе 3.2.3 описана методика обработки данных. В разделе 3.2.4 приведены результаты экспериментов. В разделе 3.2.5 сформулированы выводы.

3.2.2. Искусственное оптическое свечение и измерение ПЭС как инструменты исследования крупномасштабных неоднородностей ионосферы

Одной из целей измерений искусственного оптического свечения является изучение крупномасштабной структуры возмущенной области, которая хорошо видна на зарегистрированных портретах ночного неба.

В экспериментах, выполненных 15 и 17 марта 2010 г. на стенде «Сура» и уже описанных в разделе 3.1, наряду с регистрацией свечения с помощью приемника Prego-T регистрировались GPS-сигналы спутников системы NAVSTAR, пролетавших во время сеансов воздействия над возмущенной областью ионосферы [7]. При распространении через возмущенную область у таких сигналов появляется дополнительный набег фазы, обусловленный дисперсией радиоволн в ионосферной плазме и линейно связанный с ПЭС на траектории распространения. Значение величины ПЭС на траектории сигналов спутника определяется формулой [7]:

$$I = -\frac{1}{K} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} (L_1 \lambda_1 - L_2 \lambda_2) + \text{const}, \qquad (3.2)$$

где $f_1 = 1575,42$ МГц, $f_2 = 1227,60$ МГц – частоты сигналов спутника, $K = 40,308 \times 10^{16}$ м⁻², λ_1 , λ_2 и L_1 , L_2 – длины волн и набеги фаз, соответствующие сигналам на частотах f_1 и f_2 , const – константа неопределённости, связанная с тем, что фаза принимаемого сигнала измеряется относительно опорного сигнала, генерируемого приёмником, который никак не синхронизован с оборудованием на спутнике. Аппаратные средства приёмника Prego-T позволяют измерять также псевдодальность $P = c\Delta t + c\tau$, где Δt – время распространения сигнала через ионосферу, τ — отклонение часов приёмника от системного времени GPS [125], $P_i = L_i \lambda_i + c\tau$, i = 1, 2. Отсюда следует, что ПЭС может быть также определено через разность псевдодальностей на частотах f_1 и f_2 :

$$I_{P} = -\frac{1}{K} \frac{f_{1}^{2} f_{2}^{2}}{f_{1}^{2} - f_{2}^{2}} [P_{2} - P_{1}].$$
(3.3)

Приёмник определяет фазу сигнала и псевдодальность независимо для каждой частоты. В силу конструктивных особенностей приёмника и его собственных алгоритмов обработки, фазовые измерения существенно более точны по сравнению с измерениями псевдодальности. Поэтому полное электронное содержание на пути следования сигнала определялась в [7] с помощью выражения (3.2), а формулу (3.3) будем использовать для нахождения константы неопределённости

$$Const = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (I_{Pi} - I_{Li}).$$
(3.4)

Здесь суммирование проводится по всей реализации, *N* — общее число отсчётов, регистрируемых с частотой повторения 1 Гц.

Для сопоставления с оптическим излучением из хода вариаций ПЭС необходимо удалить естественный тренд, связанный с изменением зенитного угла спутника и, следовательно, длины участка траектории сигнала спутника, проходящего через ионосферную плазму. Для этого использовалось вычитание скользящего среднего с использованием линейной весовой функции:

$$dI[t_j] = I[t_j] - \frac{1}{K} \sum_{n=j-K}^{j+K} \left(I[t_n] \frac{K - |n-j|}{K} \right), \qquad (3.5)$$

где I[t] – исходная временная зависимость ПЭС, dI – колебания ПЭС относительно среднего уровня, K – параметр усреднения, отвечающий числу отсчетов во временной выборке 1001 с.

В работе [7] отмечается корреляция между воздействием на ионосферу мощных радиоволн и вариациями в ПЭС. Величины вариаций ПЭС достигают при этом 0,3 ТЕСИ (ТЕСИ – общепринятая единица измерения ПЭС, 1 ТЕСИ = 10^{16} м^{-2}). Периоды вариаций ПЭС, составляют от 400 до 1200 с, что в отсутствие ветровых движений соответствует масштабам неоднородностей поперек луча зрения 20÷60 км. Эти масштабы примерно соответствуют поперечным размерам крупномасштабных пятен ИС ионосферы. В связи с этим представляет интерес задача сопоставления вариаций ПЭС при пролете спутника над возмущенной областью ионосферы и, следовательно, при перемещении области пересечения траектории сигнала с возмущенной областью, с пространственным положением пятен оптического свечения на зарегистрированных изображениях.

Следует отметить, что крупномасштабные неоднородности плотности электронной концентрации в ионосфере образуются в результате эффекта самофокусировки мощной радиоволны [30, 108, 129]. Предполагается, что наиболее сильное электрическое поле волны накачки и, соответственно, наиболее сильные плазменные волны, ускоряющие электроны до потенциала возбуждения оптических уровней, сосредоточены в области пониженной электронной концентрации. Описанные ниже совместные измерения могут подтвердить или опровергнуть тот факт, что искусственное оптическое излучение идет из этих областей пониженной электронной концентрации. Заметим также, что при достаточно быстром перераспределении электронной плотности во времени или, если спутниковый сигнал пересекает несколько крупномасштабных неоднородностей, вытянутых вдоль геомагнитного поля, эффект «замазывается», т.е. вариации ПЭС уменьшаются. Кроме того, в случае использования передатчиков большой мощности возможно проявление эффектов сильной дополнительной ионизации, т.е. увеличение электронной концентрации в областях сильного электрического поля (такой эффект наблюдается на стенде HAARP, [66]). Мощности передатчиков нагревного стенда «Сура» недостаточно для появления этого эффекта.

Сложность выявления корреляции между ПЭС и искусственным свечением на эксперименте заключается в необходимости одновременного соблюдения нескольких условий. Во-первых, для возбуждения параметрической неустойчивости, плазменных волн и, следовательно, для наблюдения искусственного оптического свечения, как и для многих других эффектов взаимодействия мощной радиоволны с плазмой необходимо, чтобы частота волны накачки была меньше критической частоты ионосферы, измеряемой с помощью ионозонда. Во-вторых, использование сигналов спутника GPS для просвечивания возмущенной области предполагает, что спутник пройдет над возмущенной областью ионосферы и, следовательно, через диаграмму направленности антенной системы нагревного стенда. И, в-третьих, любые оптические измерения требуют ясного неба в момент измерения. За три экспериментальные кампании 2010 года на стенде «Сура» было зарегистрировано несколько сотен изображений ночного неба с выраженным искусственным оптическим свечением [5, 128]. При этом совпадение с пролетом спутников GPS через диаграмму направленности антенной систем имело место лишь для двух дней наблюдений (15, 17 марта 2010 года). В эти дни воздействие на ионосферу осуществлялось на частотах $f_0 = 4300$

97

кГц в режиме чередования непрерывного излучения волны накачки (ВН) в течение 2-3 минут и паузы. Период следования нагревных импульсов составлял 6 минут. Необходимо отметить, что режим работы нагревного стенда выбирался исходя из того, чтобы использовать для диагностики максимальное число методов. Оптимальным режимом для выявления пространственной корреляции вариаций ПЭС и структуры пятна искусственного оптического свечения является непрерывное воздействие. Но такой режим исключает применение других методов диагностики возмущенной области, таких как измерение динамических свойств искусственного радиоизлучения ионосферы и эффектов самовоздействия волны накачки. Наблюдаемые вариации ПЭС могут быть обусловлены как пространственными характеристиками крупномасштабных неоднородностей, так и изменением электронной концентрации во времени. В обоих сеансах наблюдений нагрев ионосферы начинался задолго до влета спутника в диаграмму направленности антенной системы. Поскольку времена релаксации крупномасштабных неоднородностей с размерами 10-50 км после выключения воздействия мощной радиоволны могут составлять 20 и более минут, то мы можем утверждать, что к моменту влета спутника в ДН интенсивность крупномасштабных неоднородностей достигала стационарного уровня и не изменялась в паузах между воздействиями. Далее, из данных оптических измерений следует, что передвижений пятна свечения по полю снимка между последовательными сеансами воздействия не наблюдалось [7]. Это позволяет также предположить, что горизонтальных перемещений крупномасштабных неоднородностей по небосводу в наших экспериментах не было.

3.2.3. Методика сопоставления данных оптических измерений и данных измерений ПЭС

Задача сопоставления данных измерений ПЭС и оптического свечения решалась в 4 этапа.

- а). Пространственная и временная привязка портретов (изображений) ночного неба к небесным координатам и местному времени, а также наложение траектории пролета спутника на изображения.
- б). Наиболее наглядное выделение искусственного оптического свечения на снимках ночного неба.
- в). Определение хода интенсивности свечения вдоль траектории спутника.
- г). Выявление связи ПЭС и интенсивности свечения.

Пространственная и временная привязка изображений и траекторий спутников осуществлялась следующим образом. Данные ПЭС изначально привязаны к координатам спутника на небесной сфере в определенный момент времени. Временная привязка изображений не составляет труда, так как во время съемки очередного кадра фиксируется точное время. Пространственная привязка в рамках конкретной задачи заключается в том, чтобы нанести траекторию спутника на серию изображений, которые регистрировались каждые 15 с. Это достигается путем определения взаимно-однозначного соответствия между двумерной системой координат изображения и горизонтальной системой координат небесной сферы. Другими словами, нужно знать, каким угловым горизонтальным координатам соответствует каждый пиксель на снимке.

Во время каждого из экспериментов 15.03 и 17.03 камера была направлена на определенный участок неба, и ее положение не менялось. Координаты места установки известны с хорошей точностью. После окончания эксперимента обычно снимался дополнительный кадр без красного светофильтра, с целью определения с помощью соответствующей карты звездного неба, ориентации и направления установки камеры. Эти кадры использовались для пространственной привязки всех остальных изображений. Результат пространственной и временной привязки изображений продемонстрирован на Рис. 3.29.

Для выделения искусственного оптического свечения производилась следующая обработка снимков ночного неба. Первый и обязательный этап обработки изображений – вычитание медианного среднего темнового кадра, взятого по набору снимков, снятых с закрытой крышкой объектива при той же экспозиции, что и другие снимки. Эта процедура уменьшает искажения, связанные с темновым током и шумами считывания ПЗС-матрицы.

После вычитания темнового кадра средний фон на снимках составлял 150-300 единиц АЦП камеры, средняя дисперсия – 25-50 единиц АЦП, а подъем интенсивности во время искусственного оптического свечения не превышает 20-30 единиц АЦП. Естественное свечение неба может изменяться от кадра к кадру, тем самым, изменяя уровень фона на снимках. Дисперсию, в основном, формируют звезды, попавшие в кадр, а также переменная влажность атмосферы. Изменение естественного фона и свечение от звезд необходимо компенсировать, чтобы определить основные параметры пятна искусственного свечения (максимальную интенсивность, угловые размеры и т.д.).



Рис. 3.29. Результат пространственной и временной привязки. Изображения звездного неба, полученные с помощью ПЗС-камеры 15 марта 2010 г. в момент 20:20:48 МСК (слева) и 17 марта 2010 г. в момент 21:13:16 МСК (справа) 2010 года, с нанесенными на них: горизонтальной топоцентрической системой координат, траекториями спутников GPS (G08 и G28, соответственно). Азимутальные и горизонтальные линии нанесены на изображения с шагами 10° и 3°, соответственно. Положение спутника на траектории в соответствующий момент времени отмечено квадратом.

Обычно, процедура компенсации изменений фона состоит в вычитании постоянной составляющей из изображений. Но для выделения именно «нагревных» эффектов более эффективно вычитать из всех изображений соответствующие «преднагревные» изображения (т.е. изображения снятые непосредственно перед нагревом) или их комбинацию. Выполнять такую процедуру мешают изображения звезд, которые, согласно законам небесной механики, двигаются вокруг полюса Мира, и, тем самым, при простом вычитании кадров свет от них ни только не компенсируется, но оставляет характерный след. Знание законов движения звезд, и предварительная пространственная привязка изображений дают возможность компенсировать смещение звезд от снимка к снимку, путем поворота изображений на определенный угол.

В итоге обработка изображений сводится к следующему. Во-первых, из всего набора снимков выбираются «преднагревные» изображения, полученные непосредственно перед включением излучения стенда «Сура», на которых заведомо нет искусственного свечения, Эти изображения являются опорными для всех остальных снимков данного цикла воздействия. Во-вторых, для всех остальных снимков подготавливаются изображения для вычитания – темновые кадры. Они формируются из двух ближайших опорных кадров, каждый из которых поворачивается на соответствующий угол, чтобы положение звезд на них совпало с положением звезд на анализируемом снимке, из которого происходит вычитание темнового кадра. Для формирования итогового темнового кадра уже повернутая пара опорных кадров складывается с весами, которые определялись интервалами времени между анализируемым снимком и опорными кадрами. Таким образом, достигается плавная компенсация фона и звезд. И, наконец, в-третьих, для получения изображения всего пятна искусственного свечения и оценки его параметров без учета тонкой структуры проводилась текущая медианная фильтрация изображения. Методика выделения пятна искусственного оптического свечения продемонстрирована на Рис. 3.30.

Для устранения влияния шумов и мелкомасштабных вариаций в возмущенной области ионосферы каждому значению ПЭС ставилось в соответствие

101

медианное значение яркости свечения по квадрату шириной 16 пикселей на определенном снимке, что соответствует линейному размеру ~ 5 км на высоте 300 км, с центром в точке, где находился в данный момент спутник. Этот размер приблизительно в 6 раз больше эквивалентного расстояния на снимке, которое преодолевает спутник за время экспозиции камеры (15 с).

На Рис. 3.31 представлена серия изображений, полученных 17.03.2010, соответствующих максимумам интенсивности искусственного оптического свечения во время окончания двухминутных циклов воздействия, после выполнения процедуры выделения свечения.

3.2.4. Результаты эксперимента

Во время экспериментов на стенде «Сура в марте 2010 г. в течение двух вечеров (15.03 и 17.03) во время пролета спутников (соответственно G8 и G28) наблюдалось искусственное оптическое свечение в линии O(¹D) атомарного кислорода с длиной волны λ =630 нм. Использовался 6-минутный цикл излучения стенда (2 или 3 минуты – излучение, 4 или 3 минуты – пауза). Эффективная мощность излучения составляла 120 МВт, частота излучения f_0 =4300 кГц. 15.03 диаграмма направленности стенда была ориентирована вертикально вверх, 17.03 диаграмма была наклонена на 12° к югу от вертикали в направлении магнитного меридиана.



Рис. 3.30. Проиллюстрирована процедура выделения искусственного оптического свечения на примере изображения, полученного во время одного из сеансов нагрева 17 марта 2010 г. в 20:33:46 МСК. Панель (а). Исходное изображение ночного неба после вычитания темнового кадра. Панель (б). Опорный кадр, полученный из соответствующих «преднагревных» снимков. Панель (в). Результат вычитания изображения с панели (б) из изображения с панели (а). Панель (г). Результат усреднения с шагом 33 пикселя изображения с панели (в). Координаты по осям указаны в градусах поля зрения камеры, яркость – в относительных единицах.



Рис. 3.31. Серия портретов ночного неба для сопоставления с данными измерений ПЭС, полученных 17 марта 2010 г. На изображения нанесены траектория и положение спутника G28 в соответствующий момент времени, а также сечение диаграммы направленности антенной системы нагревного стенда на уровне половинной мощности. Направления на север, юг, восток и запад обозначены буквами N, S, E, W, соответственно. Координаты по осям указаны в градусах поля зрения камеры, яркость – в относительных единицах камеры.

17 марта 2010 года спутник G28 влетел в поле зрения камеры в 20:50 МСК, пересек проекцию диаграммы направленности стенда «Сура» (по уровню половинной мощности излучения) на небосвод в 21:05:03 МСК, «покинул» диаграмму направленности в 21:29:12 MCK, а поле кадра – в 21:40 MCK. Отметим, что 17 марта направление на спутник в момент времени 21:05 было близко к направлению на магнитный зенит, составляющему угол 18.5° от вертикали на юг. Стенд «Сура был включен задолго до подлета спутника. Серия изображений характерных пятен искусственного оптического свечения зарегистрированного во время циклов воздействия в интервале с 21:01 по 21:21 МСК показана ни Рис. 3.31. Приведены портреты во время максимальной интенсивности свечения в конце импульсов нагрева, времена начала экспозиции приведены на панелях. В нижней части каждой из панелей Рис. 3.32 прямоугольниками показано время работы стенда. Во время пятого цикла нагрева (включение в 21:25 МСК) искусственное свечение не наблюдалось, поскольку критическая частота ионосферы упала ниже рабочей частоты стенда. После этого стенд был выключен. На Рис. 3.32а показан временной ход ПЭС после удаления регулярного тренда. На Рис. 3.326 красной линией изображена временная зависимость средней медианной (по области размером 16×16 пикселей) интенсивности свечения с центром на луче зрения на спутник (на траектории распространения GPS сигнала), измеряемая в относительных единицах (одна единица соответствует одной единице АЦП ПЗС-камеры). Центр этой области, естественно, перемещается по траектории, изображенной на Рис. 3.31 со скоростью движения проекции спутника. В первый сеанс нагрева (21:01 ÷ 21:04 МСК) спутник находился практически над областью максимальной яркости искусственного свечения, отсюда большой всплеск интенсивности свечения на Рис. 3.32б. Следует отметить, что именно в момент регистрации снимка (Рис. 3.31а) спутник пересекал направление на магнитный зенит. Согласно детальному анализу, представленному в [5, 128] и разделе 3.1, максимальная интенсивность свечения при наклоне диаграммы на 12° в большинстве сеансов воздействия наблюдалась

именно в области магнитного зенита. Последующие три сеанса нагрева спутник постепенно вылетал из области искусственного оптического свечения, уменьшились всплески интенсивности¹. И, наконец, во время пятого сеанса искусственного свечения не наблюдалось. Также можно заметить, что угловая скорость расширения при развитии пятна свечения во время 2-хминутного воздействия больше угловой скорости движения спутника по области, захваченной камерой (пятно «нагоняет» спутник). Полученную динамику интенсивности свечения «на траектории спутника» (красная кривая на Рис. 3.32б) трудно использовать для сопоставления данных оптического свечения с данными измерений ПЭС. Крупномасштабные неоднородности электронной концентрации оказываются практически стационарными во время пролета спутника (об этом говорилось выше). Кроме того, оценка характерного времени диффузионного расплывания таких неоднородностей дает величину ~ 30 мин, что по порядку величины соответствует времени пролета спутника над областью засветки стендом. В то же время, временной ход интенсивности свечения определяется циклами воздействия: при развитии свечения максимальная яркость свечения в линии 630 нм достигается только к концу 2-хминутного непрерывного воздействия (характерное время сопоставимо с радиационным временем жизни уровня $O(^{1}D) \sim 107 c)$, а характерное время релаксации излучения после выключения волны накачки, определенное по данным фотометра, составило во время наблюдений ~ 22 с. Поэтому для сравнения данных оптического свечения и измерений ПЭС использовались опорные изображения пятен свечения. В качестве опорных брались изображения, зарегистрированные в конце импульсов нагрева во временном интервале соответсвующем времени пролета спутника через поле зрения камеры (четыре из них приведены на Рис. 3.31). Далее восстанавливалась динамика свечения на траектории пролета спутника для опорных изображений. Такое распределение интенсивности свечения имело бы ме-

¹ Кадр 21:20:16 снят в момент прохождения волной накачки критической частоты и сильного F_{spread} . Скорее всего, с этим связан тот факт, что интенсивность пятна невелика, и оно занимает достаточно большую часть кадра.

сто в случае, когда опорное изображение, регистрируемое камерой, не менялось бы от кадра к кадру. Полученные кривые для опорных изображений, приведены на Рис. 3.32в различными цветами. Толстой черной линией на Рис. 3.32б показана усредненная кривая, которая является суперпозицией кривых для опорных изображений. Для учета степени вклада в суперпозицию отдельных кривых для каждой из них вводились веса, учитывающие близость к текущей точке усредненной кривой моментов регистрации опорных изображений. Интервал влияния опорных изображений был ограничен 12-ю минутами. Таким образом на усредненной кривой интенсивность свечения A(t) определялась по формуле: $A(t) = \sum_{i=1}^{7} (1 - \frac{\tau_i}{T}) A_i$, где T – удвоенный период импульсов воздействия, T = 12 мин, $\tau_i = |t - t_i|$ – интервал между текущим временем и временем регистрации *i*-го опорного изображения (при $\tau_i / T > 1$, τ_i полагалось равным T и соответствующие опорные изображения в суммировании не учитывались), A_i – интенсивность свечения зарегистрированного в момент времени t_i в направлении на спутник в момент времени t.

Из сопоставления динамики ПЭС (Рис. 3.32а) и усредненной кривой на Рис. 3.32б видно, что максимальное значение интенсивности свечения имеет место вблизи минимального значения ПЭС.

15.03.2010 спутник G8 влетел в поле зрения камеры в 20:11 МСК, пересек проекцию диаграммы направленности стенда «Сура» на небосвод в 20:17:18 МСК, «покинул» диаграмму направленности в 20:42:10 МСК, а поле кадра – в 20:55 МСК. Стенд «Сура» излучал вертикально вверх. Во время пролета спутника стенд излучил в квазинепрерывном режиме 3 2-хминутных импульса (20:13-20:16, 20:19-20:21 и 20:25-20:27 МСК, причем во время предпоследнего цикла воздействия свечение было крайне слабым, а во время последнего отсутствовало вовсе в силу уменьшения критической частоты ионосферы. В такой ситуации не представляется возможным проследить за динамикой средней интенсивности свечения вдоль траектории спутника, поскольку спутник влетел в центр кадра уже после окончания воздействия. Поэтому для сопоставления

данных оптического свечения и ПЭС мы использовали зависимость яркости свечения на траектории спутника, полученную путем усреднения по трем последним сеансам воздействия, когда наблюдалось свечение (сеансы нагрева 21:01, 21:07, 21:13).

При этом учитывался тот факт, что пятно свечения оставалось практически неподвижным в направлении Восток-Запад на траектории спутника во время этих сеансов, и предполагалось, что неоднородности концентрации в этом случае также оставались неподвижными в этом направлении в течение периода времени с 21:01 по 21:25. Результат такой экстраполяции представлен на Рис. 3.336 и Рис. 3.33в.

На Рис. 3.33в приведены кривые соответствующие изображениям пятен свечения, зарегистрированных в сеансах 20:01, 21:07, 21:13 МСК, а на Рис. 3.336 толстой черной линией – усредненная кривая. Сопоставляя полученные данные можно сказать, что максимальные значения интенсивности свечения, также как в эксперименте 17.03, могут иметь место вблизи области максимального спада ПЭС.

3.2.5. Выводы

Разработана методика сопоставления данных измерений ПЭС и искусственного оптического излучения. Проанализировано 2 сеанса измерений: 15 и 17 марта 2010 г. Показано, что в эксперименте 17 марта при наклоне диаграммы направленности антенной системы нагревного стенда на 12° на юг максимальная интенсивность искусственного оптического свечения была зарегистрирована вблизи момента регистрации минимума вариаций ПЭС, измеренных с помощью сигналов GPS. В эксперименте 15 марта при вертикальном нагреве, когда спутник пролетал непосредственно над стендом «Сура», критические частоты опустились ниже рабочей частоты стенда «Сура» раньше, чем спутник вылетел из поля зрения камеры. В этом случае однозначных выводов о корреляции ПЭС и яркости искусственного оптического свечения сделать нельзя. Можно утверждать, что минимум ПЭС имеет место вблизи максимума яркости свечения, зарегистрированного в течение 12 минут до влета спутника в поле зрения камеры. Наблюдаемое несовпадение связано с возможным смещением неоднородной структуры ионосферы в восточно-западном направлении. Для однозначных выводов о корреляции ПЭС и интенсивности искусственного оптического свечения необходимо проведение дополнительных экспериментов и обработка результатов по разработанной методике.



Рис. 3.32. Данные совместных измерений ПЭС и искусственного оптического свечения в эксперименте 17 марта 2010 г. Панель (а). Детрендированная временная зависимость вариаций ПЭС. Панель (б). Красная кривая – динамика средней интенсивности оптического свечения из области изображения, соответствующей положению спутника в этот момент. Черная кривая – суперпозиция цветных кривых, изображенных на панели в. Панель (в). Динамика интенсивности оптического свечения для опорных изображений. Для наглядности добавлен вертикальный сдвиг между кривыми 5 единиц. Время регистрации опорных изображений показано в правой части панели. Для всех панелей: временной интервал 20:50-21:40 на графиках соответствует интервалу пролета спутника через поле зрения камеры. Интервал времени между серыми вертикальными пунктирными прямыми соответствует времени пролета спутника через диаграмму направленности антенны стенда.


Рис. 3.33. Данные совместных измерений ПЭС и искусственного оптического свечения в эксперименте 15 марта 2010 г. Панель (а). Детрендированная временная зависимость вариаций ПЭС. Панель (б). Динамика средней интенсивности оптического свечения для среднего изображения пятна свечения из области пролета спутника. Панель (в). Динамика интенсивности оптического свечения для опорных изображений. Для наглядности добавлен вертикальный сдвиг между кривыми 5 единиц. Время регистрации опорных изображений показано в правой части панели. Для всех панелей: временной интервал 20:11-20:55 на графиках соответствует интервалу пролета спутника через поле зрения камеры. Интервал времени между серыми вертикальными пунктирными прямыми соответствует времени пролета спутника через диаграмму направленности антенны стенда.

3.3. Оптическое свечение на длинах волн 630 и 557,7 нм при КВ воздействии на ионосферу излучением стенда «Сура» в области 4-й гармоники электронного гирорезонанса

3.3.1. Основные понятия

Большинство эффектов, связанных с воздействием мощных радиоволн на ионосферу, чувствительны к соотношению между частотой волны накачки f₀ и гармоникой электронной циклотронной частоты $nf_{ce} = neB / 2\pi m_e$, где n = 2, 3, 4- номер гармоники, е и m_e - заряд и масса электрона соответственно, В - индукция геомагнитного поля, в области взаимодействия волны накачки с ионосферной плазмой (на высотах 220 ÷ 270 км $f_{ce} = 1325 \div 1355$ кГц, бо́льшие значения частоты соответствуют меньшим высотам). В частности, при $f_0 > 4f_{ce}$ интенсивность мелкомасштабных вытянутых неоднородностей оказывается выше, чем при $f_0 < 4f_{ce}$ [130], при $f_0 \approx nf_{ce}$ минимален эффект аномального ослабления [131, 132] и минимально влияние КВ воздействия на электронную температуру [133, 134]. Отдельно необходимо выделить существенную зависимость спектров искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) от этого соотношения, позволяющую при частотах воздействия близких к nf_{ce} оценивать разницу (f_0 – nf_{ce}) в области взаимодействия ВН с плазмой [58, 71, 72, 135, 136]. Все эти эффекты связаны с генерацией плазменных волн, дисперсионные свойства которых существенно зависят от соотношения между f_0 и nf_{ce} [137].

Настоящий раздел посвящен исследованию характеристик искусственного оптического свечения ионосферы в красной ($\lambda = 630$ нм) и зеленой ($\lambda = 557,7$ нм) линиях атомарного кислорода при частотах волны накачки близких к $4f_{ce}$, в экспериментах, проведенных на стенде «Сура» в 2012 г [10, 20].

Ниже в разделе 3.3.2 описана методика экспериментов, в разделе 3.3.3 приведены результаты. Раздел 3.3.4 посвящен обсуждению результатов.

3.3.2. Постановка эксперимента

Эксперименты были проведены 11, 13 и 14 сентября 2012 года на стенде «Сура» ФГБНУ НИРФИ (географические координаты 56,15° с.ш., 46,10° в.д., Нижегородская область, р.п. Васильсурск, восточное магнитное склонение 10,5°, магнитное наклонение 71,5°). КВ радиоизлучение О-поляризации с эффективной мощностью порядка 100 МВт использовалось для создания в ионосфере возмущенной области. Воздействие осуществлялось в режиме чередования непрерывного излучения ВН в течение $\tau_q = 2\div3$ минут и импульсного излучения с большой скважностью (длительность импульсов $\tau_p = 30\div50$ мс, период повторения $T_p = 2\div3$ с). Общий период повторения такой последовательности составлял 5÷6 минут.

Длительность непрерывного излучения τ_q превышала радиационное время жизни $\tau_{rO(1D)}$ и существенно превышала $\tau_{rO(1S)}$. Таким образом, за время непрерывного нагрева интенсивность свечения в красной и зеленой линиях успевала достигнуть стационарного уровня. Интенсивность свечения непосредственно зависит от сечения возбуждения уровней $O(^{1}D)$ и $O(^{1}S)$ электронным ударом, которое в свою очередь зависит от энергии электронов, а также энергетических порогов возбуждения соответствующих уровней. В [95, 120] показано, что отношение максимальных интенсивностей зеленой и красной линий в условиях эксперимента должно составлять $0,2 \div 0,3$.

В эксперименте 11 сентября диаграмма направленности фазированной антенной решетки стенда была наклонена на 12° от вертикали к югу в плоскости магнитного меридиана, использовались частоты ВН $f_0 = 5400$ и 5420 кГц. Пятно свечения в линии 630 нм при таком наклоне диаграммы направленности наблюдалось вблизи магнитного зенита (наклон 18,5° от вертикали в направлении на магнитный юг), что соответствовало ранее проведенным наблюдениям на стенде «Сура» (см. [5, 106, 128] и раздел 3.1), а также недавно представленным данным, полученным на стенде EISCAT [138].

13 сентября воздействие осуществлялось в вертикальном направлении последовательно на частотах $f_0 = 5640, 5370$ и 5320 кГц; частота f_0 выбиралась в

соответствии с критической частотой слоя F2 ионосферы f_{OF2} . 14 сентября также при вертикальном воздействии при более медленном спаде f_{OF2} в послезаходные часы попеременно использовались частоты $f_0 = 5300$, 5330, 5360 кГц. Кроме того, 13 и 14 сентября после того, как критическая частота f_{OF2} опускалась ниже 5,3 МГц, и соответствующей перестройки передатчиков стенда «Сура», занимавшей 15 ÷ 20 минут, воздействие на ионосферу осуществлялось на частоте 4740 кГц. Диапазон частот $f_0 = 5300 \div 5420$ кГц, соответствует диапазону вблизи $4f_{ce}$ в области наиболее эффективного взаимодействия BH обыкновенной поляризации с ионосферной плазмой (225 ÷ 285 км, вблизи и несколько ниже высоты отражения BH).

Измерения оптического свечения в красной и зеленой линиях проводились непрерывно в течение всего времени работы стенда «Сура» в темное время суток при безоблачном небе в период, близкий к новолунию. Они начинались приблизительно в 20:30 (здесь и далее указывается местное время LT = UTC + 4 часа) с наступлением астрономических сумерек и продолжались $2\div 2,5$ часа до падения f_{OF2} ниже минимальной выбранной рабочей частоты стенда.

Для определения соотношения f_0 и $4f_{ce}$ в диапазоне частот воздействия $4f_{ce}$ – 15 кГц< $f_0 < 4f_{ce} + 100$ кГц использовались особенности спектров ИРИ. ИРИ представляет собой вторичное электромагнитное излучение, возникающее вблизи плазменного резонанса в ионосфере под действием ВН за счет генерации в этой области плазменных волн с частотой, близкой частоте ВН. ИРИ – эффективное средство диагностики плазмы, позволяющее, кроме всего прочего, оценить, насколько частота ВН отстоит от гармоники электронной циклотронной частоты. Как уже отмечалось в Главе 2 (раздел 2.2), характеристики спектральных компонент ИРИ, таких как Downshifted Maximum (DM) и Broad Upshifted Maximum (BUM), непосредственно зависят от этой частотной отстройки [72]. Компонента ВUM появляется в спектре ИРИ только при $f_0 > nf_{ce}$ (область над гармоникой), сдвиг частоты ее пика от f_0 ($\Delta f_{ИРИ} = f_{ИРИ} - f_0$) в диапазоне $4f_{ce} < f_0 < 4f_{ce} + 100$ кГц определяется эмпирической формулой (2.1):

$$\Delta f_{\rm BUM} = f_{\rm BUM} - f_0 = f_0 - nf_{\rm ce} + (15 \div 20 \text{ k}\Gamma \text{u}).$$

Интенсивность пика компоненты DM минимальна в резонансной области, когда $f_0 - |\Delta f_{\rm DM}| = n f_{\rm ce}$, где $\Delta f_{\rm DM} = (-9) \div (-11)$ кГц – частотный сдвиг пика DM от f_0 . По существующим представлениям этот случай соответствует попаданию частоты пика компоненты DM в двойной резонанс, когда $f_{\rm DM} \sim = n f_{\rm ce} \sim = f_{\rm uh}$, где $f_{\rm uh} =$ $[f_{\rm pe}^2 + f_{\rm ce}^2]^{1/2}, f_{\rm pe}$ – электронная плазменная частота [135-137]. При $f_0 = nf_{\rm ce} + (200$ ÷ 250) кГц (область сильного излучения) в спектрах ИРИ появляется компонента Broad Upshifted Structure (BUS) с частотной отстройкой $\Delta f_{BUS} = 10 \div 40$ кГц. При f₀< 4f_{се} (под гармоникой) компонента ВUМ в спектре ИРИ отсутствует, зато ясно различаются компоненты 2DM с $\Delta f_{2DM} \approx 2\Delta f_{DM}$, UM (Upshifted Maximum) с $\Delta f_{\text{UM}} \approx 8 \div 9$ кГц $\approx -\Delta f_{\text{DM}} + 1 \div 2$ кГц и 2UM с $\Delta f_{2\text{UM}} \approx 2\Delta f_{\text{UM}}$. На Рис. 3.34 в качестве примеров приведены зарегистрированные в ходе описанных экспериментов спектры ИРИ для случаев воздействия на частотах f₀ «под гармоникой», $f_0 < 4f_{ce}$ (панель (a)), «над гармоникой», $f_0 > 4f_{ce}$ (панели (б), $\Delta f_{BUM} \approx 16$ кГц и (в) $\Delta f_{\text{BUM}} \approx 43 \text{ к} \Gamma$ ц), и «в области сильного излучения», $f_0 \approx 4 f_{\text{ce}} + 250 \text{ к} \Gamma$ ц (панель (г)). Классификация диапазонов дана в соответствии с [72, 136]. Точного попадания f_0 в резонансную область (полное пропадание DM в спектре ИРИ) в нашем эксперименте не наблюдалось, хотя в ряде сеансов воздействия как под, так и над гармоникой низкая интенсивность DM позволяет судить о близости f_0 к двойному резонансу (см., например, панель (б) на Рис. 3.34).

Значение $4f_{ce}$ в ходе экспериментов определялось одним из нескольких способов: наиболее точно (погрешность 5 ÷ 10 кГц) по формуле (2.1) в области значений $4f_{ce} < f_0 < 4f_{ce} + 100$ кГц («над гирогармоникой»), когда в спектрах ИРИ присутствуют достаточно интенсивные компоненты ВUM и DM; несколько менее точно (погрешность 10 ÷ 15 кГц) в резонансной области при $f_0 \approx 4f_{ce}$, где компонента DM имеет наименьшую интенсивность; в области $4f_{ce} - 50$ кГц
 $f_0 < 4f_{ce}$ (под гирогармоникой, погрешность может достигать 15 ÷ 20 кГц), где вновь увеличивается интенсивность компоненты DM и ее сателлитов 2DM, 3DM и т.д.; наименее точно при $4f_{ce} + 150$ кГц $< f_0 < 4f_{ce} + 250$ кГц в области

сильного излучения – по данным вертикального зондирования ионосферы (погрешность 20 ÷ 30 кГц) и модели International Geomagnetic Reference Field (IGRF-11/2010, [77]) [72].



Рис. 3.34. Примеры спектров ИРИ, зарегистрированных в эксперименте 14 сентября 2012 г. По горизонтальной оси отложена частотная отстройка Δf от частоты BH f_0 . На панелях обозначены спектральные компоненты ИРИ: DM, UM, их кратные компоненты 2DM и 2UM, BUM и BUS. Времена регистрации спектров и частоты BH: (a) 14.09, 21:49:20, $f_0 = 5300$ кГц; (б) 14.09, 21:32:00, $f_0 = 5330$ кГц; (в) 14.09, 20:55:05, $f_0 = 5360$; (г) 13.09, 21:14:41 $f_0 = 5640$ кГц.

Набор оптических инструментов включал в себя: ПЗС-камеры S1C/079-FP(FU) с полем зрения 20,6° и KEO Sentinel (в дальнейшем – К2), оборудованную объективом типа «рыбий глаз» с полем зрения 145° (далее для краткости будем обозначать ПЗС-камеры как К1 и К2 соответственно); фотометрическую установку, состоящую из двух фотометров ФЭУ-79 с полями зрения 6,8° и 4° для красной и зеленой линии атомарного кислорода соответственно (далее – Ф1 и Ф2); мобильный фотометрический комплекс Казанского федерального университета (далее Φ 3), на базе телескопа MEADE DeLuxe16 и Φ ЭУ-100 с полем зрения 20', который был задействован в экспериментах 13 и 14 сентября. Все инструменты снабжались узкополосными интерференционными светофильтрами. Наблюдения в красной линии 630 нм велись с помощью обеих ПЗС-камер и фотометра Ф1. Фотометры Ф2 и Ф3 использовались для регистрации свечения в линии 557,7 нм, время накопления сигнала составляло 1 и 20 мс соответственно. Время экспозиции для камеры К1 составляло 15 с, для камеры К2 – 30 с (11.09 и 13.09) и 15 с (14.09). На Рис. 3.35, Рис. 3.36, Рис. 3.37, Рис. 3.38 и Рис. 3.39 приведены примеры регистрации искусственного свечения с помощью используемой оптической аппаратуры.

Для регистрации ИРИ использовалось широкополосное радиоприемное устройство (РПУ) на базе модуля аналогового ввода/вывода AMBPCX и субмодуля цифрового приема ADMDDC4x16.

Для контроля состояния ионосферы, определения критической частоты ионосферного слоя $F2 f_{OF2}$ и высоты отражения ВН h_{orp} использовались данные вертикального зондирования ионосферы с помощью ионозондов CADI, расположенного на стенде «Сура», и DPS-4D (Москва, ИЗМИРАН).

Все оптические и диагностические инструменты располагались на расстоянии 400÷800 м от передатчиков стенда «Сура». Оптические инструменты (кроме К2) были наклонены в соответствии с ориентацией диаграммы направленности и предполагаемым положением пятна свечения. Методика обработки данных, полученных соответственно с помощью фотометров и ПЗС-камер, описана в работах [5, 8] и разделах 3.1.2 и 3.2.3.



Рис. 3.35. Зарегистрированный в эксперименте 14 сентября 2012 г. временной ход яркости свечения ионосферы в красной линии 630 нм по данным фотометра Ф1 (панель а), в зеленой линии 557,7 нм по данным фотометров Ф2 и Ф3 (панели б и в соответственно). В нижней части панелей толстой линией схематично изображен режим излучения ВН. На горизонтальной оси отмечены времена включения ВН (начала нагрева). Вертикальной пунктирной линией рисунок разделен на зоны $f_0 > 4f_{ce}$ (слева) и $f_0 < 4f_{ce}$ (справа), а штрихпунктирной – на зоны $f_0 = 5330$ кГц (слева) и $f_0 = 5300$ кГц (справа). В верхней части рисунка указаны оценочные значения отстройки $\delta f = (f_0 - 4f_{ce})$ в кГц.



Рис. 3.36. Результат усреднения временного хода интенсивности свечения в зеленой линии 557,7 нм (метод наложения эпох). Над панелями указаны номер фотометра, дата записи и частота ВН. В нижней части каждой панели показан период излучения ВН.



Рис. 3.37. Примеры обработанных изображений ночного неба в линии 630 нм, зарегистрированных в ходе эксперимента 14 сентября 2012 г. с помощью камеры К1 в конце сеансов непрерывного КВ воздействия. Время регистрации изображений указаны вверху панелей. $f_0 = 5330$ и 5300 кГц для изображений в верхнем и нижнем ряду соответственно. Координаты по осям указаны в градусах поля зрения камеры, интенсивность – в единицах АЦП камеры. Начало координат соответствует прямолинейной проекции центрального луча диаграммы направленности стенда «Сура» на небосвод, а белая окружность – границам области ($12^{\circ} \times 12^{\circ}$). Также показаны географические стороны света.



Рис. 3.38. Пример изображения, полученного с помощью камеры К2 в эксперименте 11 сентября 2012 г. после обработки, включающей вычитание фонового свечения. Частота воздействия $f_0 = 5400$ кГц. Сверху указано время регистрации, которое соответствует окончанию одного из сеансов воздействия. Координаты по осям указаны в градусах поля зрения камеры, интенсивность – в единицах АЦП камеры. Начало координат соответствует вертикальному направлению, а белые окружности – элементы горизонтальной системы координат с наклоном 10, 20 и 30° от вертикали соответственно. Также показаны географические стороны света.



Рис. 3.39. Временной ход интенсивности свечения ионосферы в линии 630 нм в эксперименте 11 сентября 2012 г., полученный с помощью камеры К2. Частота ВН $f_0 = 5400$ кГц. Три кривые соответствуют трем областям портретов ночного неба, в которых вычислена средняя интенсивность свечения: 1) сплошная черная кривая – область вблизи центра пятна свечения (наклон 18° от зенита в направлении геомагнитного меридиана); 2) сплошная серая кривая – область вблизи направления 9° от зенита в направлении геомагнитного меридиана; 3) пунктирная кривая – область вблизи вертикали (зенит). В нижней части графика толстой линией схематично изображен режим излучения ВН. Панель справа демонстрирует более подробно временной интервал с 21:30 по 21:50.

3.3.3. Результаты эксперимента

На Рис. 3.35 приведены примеры записей фотометров, полученных в эксперименте 14.09 при проходе ВН через $4f_{ce}$. Такого же сорта записи были получены и в остальное время наблюдений. Из рисунка видно, что сигнал в красной линии 630 нм (панель а) уверенно наблюдается с характерными временами развития ~ 90 с и релаксации ~ 20 с, соответствующими полученным в предыдущих экспериментах на стенде «Сура» (см. [5] и раздел 3.1).

Сигнал в зеленой линии 557,7 нм (панели б и в Рис. 3.35) с трудом различим на фоне сильно нерегулярного поведения свечения. Однако с помощью метода наложения эпох искусственное свечение удается выделить. Примеры усредненного временно́го хода яркости свечения приведены на Рис. 3.36. На панели (а) усреднены данные трех сеансов воздействия в эксперименте 11.09 в интервале с 21:41 по 21:54 при $f_0 = 5400$ кГц; на панели (б) – 13.09, с 20:36 по 21:24 при $f_0 = 5640$ кГц; на панели (в) – 14.09, с 21:25 по 21:46 при $f_0 = 5330$ КГц; на панели (г) – 14.09, с 21:55 по 22:10 при $f_0 = 5300$ кГц. В случаях, когда свечение не удавалось выделить путем наложения эпох, мы считали, что свечения не наблюдалось. В более ранних экспериментах на стенде «Сура» при непрерывном воздействии искусственное свечение в зеленой линии наблюдалось только в 1-2 сеансах (см. [5] и раздел 3.1.4). В представленных экспериментах мы регистрировали свечение в зеленой линии на нескольких последовательных сеансах воздействия.

В течение трех дней (11, 13 и 14 сентября) было проведено 77 сеансов непрерывного воздействия на ионосферу длительностью от двух до трех минут. В 65-ти из них по данным фотометра Ф1 искусственное свечение было зарегистрировано в красной линии с интенсивностью в диапазоне от 4-х до 35-ти единиц АЦП фотометра. По данным камеры К1 свечение наблюдалось в 63-х сеансах с интенсивностью от 4 до 23 единиц АЦП. В зеленой линии по данным фотометров Ф2 и Ф3 искусственное свечение зарегистрировано приблизительно в 20-и случаях (напомним, что фотометр Ф3, не был задействован в эксперименте 11 сентября). Для данных измерений детальная калибровка не производилась, однако, по данным предыдущих экспериментов (см. [5] и раздел 3.1.23.1.4) 1 единица АЦП фотометра Ф1 соответствует ~0,4 Рл, а камеры К1 – ~2,9 Рл.

На Рис. 3.40 и Рис. 3.41 показана максимальная зарегистрированная интенсивность искусственного свечения в красной и зеленой линиях в зависимости от отстройки частоты ВН f_0 от $4f_{ce}$ по данным фотометров и камеры К1. Оценка интенсивности свечения (вертикальная ось на Рис. 3.40 и Рис. 3.41) производилась после текущего усреднения данных с шириной окна усреднения 10 с в случае данных фотометров и 15х15 пикселей в случае камеры К1. Оценка величины отстройки $\delta f = f_0 - 4f_{ce}$ (горизонтальная шкала на Рис. 3.40 и Рис. 3.41) проводилась с использованием оценки положения компоненты BUM в спектре ИРИ и была наиболее точной в диапазоне $f_0 > 4f_{ce}$. В области $f_0 < 4f_{ce}$ использование особенностей в спектрах ИРИ затруднено, ввиду отсутствия компоненты BUM. Этим объясняется привязка сразу нескольких значений интенсивности свечения к значениям отстройки $\delta f = -5$, -15 кГц в эксперименте, проведенном 14 сентября (Рис. 3.40, Рис. 3.41), когда 8 последовательных сеансов нагрева проходили в условиях $\delta f < 0$ при $f_0 = 5300$ и 5330 кГц. Выбор между значениями -5 и -15 кГц осуществлялся достаточно условно с учетом интенсивности компоненты DM в спектре ИРИ, которая при малых отстройках δf близка к минимальной [135]. Также на Рис. 3.40 и Рис. 3.41 приведены результаты статистической медианной обработки полученных данных: скоплениям точек ставится в соответствие одна медианная точка, указывается разброс значений интенсивности свечения (по оси ординат) и разброс отстроек δf в скоплении.



Рис. 3.40. Максимальная интенсивность свечения в красной линии 630 нм, зарегистрированная в ходе экспериментов, проведенных 11, 13 и 14 сентября 2012 г., в зависимости от отстройки частоты ВН f_0 от 4-й гирогармоники ($4f_{ce}$). Панель (а) – данные, полученные с помощью фотометра Ф1. Вертикальными линиями около точек обозначены доверительные интервалы при усреднении данных (ширина окна усреднения – 10 с). Панель (б) – данные, полученные с помощью камеры К1 после обработки, включающей усреднение по полю кадра (область усреднения ~ 1°×1°). Результат статистической медианной обработки данных показан крупными маркерами.



Рис. 3.41. Максимальная интенсивность свечения в зеленой линии 557,7 нм, зарегистрированная в ходе экспериментов, проведенных 11, 13 и 14 сентября 2012 г., в зависимости от отстройки частоты ВН f_0 от 4-й гирогармоники ($4f_{ce}$). Панель (а) – данные, полученные с помощью фотометра Ф2. Панель (б) – данные, полученные с помощью комплекса Ф3. Вертикальными линиями около точек обозначены доверительные интервалы при усреднении данных (ширина окна усреднения – 10 с). Результат статистической медианной обработки данных показан крупными маркерами.

Из Рис. 3.40 и Рис. 3.41 видно следующее:

При $f_0 > 4f_{ce}$, $\delta f = f_0 - 4f_{ce} \sim 15 \div 20$ кГц яркость свечения в красной линии при воздействии в направлении магнитного зенита несколько (~ в 1.5 раза) превышает яркость при вертикальном воздействии. В зеленой линии при таких значениях δf сигнал уверенно регистрировался только при воздействии в направлении магнитного зенита.

При вертикальном воздействии какой либо регулярной зависимости яркости свечения от δf в диапазоне $-15 < \delta f < 280$ кГц отмечено не было, максимальная яркость наблюдалась в одном из сеансов при $\delta f \sim = -15 \div 20$ кГц. В зеленой линии свечение наблюдалось только в непосредственной близости от гармоники при $-15 < \delta f < +5$ кГц и в области сильного излучения $230 < \delta f < 280$ кГц. Причем во втором диапазоне δf искусственное свечение в зеленой линии было наиболее сильным.

При вертикальном (14.09) и наклонном (11.09) воздействии обнаружена смена генерации искусственного свечения на подавление фонового свечения в красной линии при уменьшении критической частоты F2- слоя. По данным, полученным с помощью камеры K2, оснащенной сверхширокоугольным объективом, в эксперименте 11 сентября вдали от зарегистрированных пятен (в направлении до 18° от центра пятна свечения) имели место области подавления свечения в центре пятна составляет ~ 5% над фоном, относительная величина подавления свечения на расстоянии ~9 и 18° от центра пятна в направлении к вертикали составляла 1,6 и 1,4% соответственно. В экспериментах 13 и 14 сентября при вертикальном воздействии подобных эффектов не наблюдалось. По Рис. 3.38 можно оценить, что область подавления вокруг пятна свечения занимает область порядка 30° .

За время экспериментов 11, 13 и 14 сентября искусственное свечение в зеленой линии во время импульсного воздействия с большой скважностью зарегистрировано не было.

3.3.4. Обсуждение результатов

Как уже отмечалось в начале настоящей главы, оптическое излучение ионосферы возникает в результате возбуждения соответствующих уровней ионов, нейтральных атомов и молекул и при столкновениях с электронами, энергия которых превышает потенциал возбуждения соответствующих линий, а также с появлением возбужденных атомов в результате диссоциативной рекомбинации. Энергичные электроны могут возникать как в результате омического нагрева мощными радиоволнами (хвост максвелловской функции распределения [139]), так и вследствие ускорения электронов плазменными волнами и образования «немаксвелловских» хвостов функции распределения [95, 117-119]. Плазменные волны, в свою очередь, возникают при развитии различных параметрических неустойчивостей, вызванных накачкой О-поляризации. Температурная зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации ($\alpha_{abb} \sim T_e^{-1/2}$) приводит при нагреве к уменьшению числа возбуждённых атомов, и следственно, к уменьшению яркости свечения [17, 80, 82]. Таким образом, по измерениям оптического свечения можно судить о конкуренции перечисленных эффектов и, в частности, об эффективности ускорения электронов при различных частотах и режимах излучения волны накачки. По существующим представлениям, в экспериментах по воздействию мощных радиоволн на ионосферу вклад «максвелловского хвоста» функции распределения в генерацию оптического свечения не может дать более 1/3 наблюдаемой яркости даже в самой низкопороговой красной линии O(¹D) (630 нм, 1,96 эВ) [101].

Поскольку дисперсионные свойства плазменных волн существенно зависят от соотношения их частоты и гармоник электронной циклотронной частоты nf_{ce} , то свойства искусственных ионосферных возмущений, в том числе эффективность ускорения электронов, также должны существенно зависеть от соотношения f_0 и nf_{ce} . Исследованию явлений, связанных с ускоренными электронами, таких как дополнительная ионизация и оптическое свечение, при $f_0 \sim nf_{ce}$, посвящено много работ, в том числе [3, 61, 66, 67, 91, 98, 108, 119, 138, 140].

Сложность исследования зависимости искусственного свечения от δf заключается в том, что в послезаходные часы, когда возможны оптические наблюдения, наблюдается, во-первых, существенные вариации критической частоты ионосферы f_{OF2} и, во-вторых, вариации высоты ионосферного слоя. При этом в силу высотной зависимости напряженности геомагнитного поля ($\partial f_{ce} / \partial h$ ~ -0.6÷0.65 км/кГц) в области взаимодействия ВН с плазмой, которая, по крайней мере в начальный момент взаимодействия, расположена в области верхнегибридного резонанса BH, величина δf может существенно изменяться. В связи с этим в ходе экспериментов по измерению искусственного оптического свечения желательно иметь оперативную диагностику δf . Такую диагностику при $f_0 \sim$ nf_{ce} и $f_0 > nf_{ce}$ при n > 3 могут обеспечивать измерения ИРИ (см. раздел 3.3.2). В то же время при $f_0 < n f_{\rm ce}$ оценки δf могут оказаться достаточно грубыми, поскольку в спектре ИРИ отсутствуют компоненты, позиция которых обладает характерной зависимостью от δf . В этом случае для оценки δf следует использовать амплитудную зависимость пика спектральной компоненты DM от δf (см. [135], рисунок 3), которая при используемых описываемом эксперименте режимах излучения ВН может испытывать значительные вариации от сеанса к сеансу, не зависящие от δf . Кроме высотных изменений ионосферного слоя к вариациям яркости оптического свечения могут приводить горизонтальные неоднородности ионосферной плазмы, дрейфующие поперек геомагнитного поля, а также слабо контролируемый в эксперименте начальный уровень надтепловых частиц (во время эксперимента согласно [118, 119] плазменными волнами эффективно могут ускоряться только электроны с достаточно большими «начальными» энергиями).

В силу вышеуказанных причин, несмотря на достаточно большое число проведенных экспериментов, построение надежной физической картины ускорения электронов в области кратных гирорезонансов, требует дополнительных экспериментальных данных.

В [108] (стенд HAARP) показано, что яркость свечения в красной и зеленой линиях при частотах волны накачки выше 2-й гирогармоники оказывается вы-

ше, чем при $f_0 < 2f_{ce}$. Надежные данные о зависимости яркости свечения от $f_0 - 3f_{ce}$ к настоящему времени не получены [61, 108]. Ряд экспериментов проведен при частоте ВН вблизи $4f_{ce}$ [3, 61, 140]. В работе [140], выполненной на стенде «Сура», зарегистрировано свечение в зеленой линии во время импульсного воздействия (длительность импульса 20 мс, период повторения 2 с) в течение ≈100 сек. после перехода от непрерывного излучения волны накачки к импульсному при частоте ВН $f_0 = 5320$ кГц ≈ $4f_{ce} + 120$ кГц. Этот эффект авторы [140] связывают с генерацией верхнегибридных волн при рассеянии ВН на релаксирующих после непрерывного воздействия мелкомасштабных вытянутых неоднородностях и ускорении электронов верхнегибридными волнами.

В эксперименте [70], проведенном на стенде EISCAT на фиксированной частоте $f_0 = 5423$ кГц, в ходе 2-х минутных циклов излучения BH разница $\delta f = f_0 - 4f_{ce}$ уменьшалась на 20 кГц. При этом одновременно уменьшались высоты генерации искусственного оптического свечения в красной линии атомарного кислорода и увеличивалась температура электронов. Величина δf определялась по зависимости позиции BUM в спектре ИРИ (2.1) и с использованием модели геомагнитного поля IGRF. В ходе 2-х минутных циклов нагрева, отмечалось приближение пика BUM к BH, что соответствует согласно (2.1) уменьшению высоты генерации BUM. По-видимому, в эксперименте [70] наблюдался эффект аналогичный по своей природе эффекту генерации слоя искусственной ионизации [3, 6, 66, 98]. Отметим, что скорость перемещения области генерации BUM согласно рисунку 2 из [70] составляет приблизительно 0,5 км/с, что соответствует скорости спуска слоя искусственной ионизации в эксперименте [3, 6].

В работе [61] приведены данные измерений в красной линии атомарного кислорода O(¹D) и фиолетовой линии молекулярного азота N₂⁺(B2Σ+u) с длиной волны 427,8 нм и порогом возбуждения 18.75 эВ при частотах BH 5250 < f_0 < 5425 кГц $\delta f \sim -100 \div 50$ кГц. В этом эксперименте использовалась пошаговое изменение f_0 (с шагом 20 кГц) в течение каждого 2-х минутного цикла воздействия, а высота двойного резонанса определялась по данным радара некогерентного рассеяния и модели IGRF. В этой работе утверждается, что свечение в

красной линии практически не зависит от δf в интервале наблюдений, за исключением ослабления яркости свечения при $f_0 \sim nf_{ce}$ (попадание в двойной резонанс). В фиолетовой линии наблюдается, во-первых, заметное увеличение яркости при $f_0 \approx 4f_{ce}$ и при $f_0 > 4f_{ce}$. Кроме того, в эксперименте, проведенном 10 марта 2002 г., искусственное свечение в фиолетовой линии наблюдалось при δf достигающих 200 кГц [95].

Отметим, что эксперименты на стенде EISCAT [61, 70] проводились при наклоне центрального луча диаграммы направленности на 9° к югу, т.е. по существующим представлениям пятно свечения (область взаимодействия ВН с плазмой) находилось в магнитном зените [5, 138]. В экспериментах на стенде HAARP [141] диаграмма направленности стенда была направлена непосредственно в магнитный зенит.

В представленных в настоящей работе экспериментах контроль за δf осуществлялся, в частности, по измерениям ИРИ (см. раздел 2). В ходе экспериментов δf изменялась не только в силу изменения частоты f_0 , но и в силу изменения ионосферных условий. В частности, во время экспериментов 14 сентября 2012 г. в интервале с 21:19 по 21:49 при одной и той же частоте ВН $f_0 = 5330$ кГц величина бf изменилась от 5÷10 до – 10÷15 кГц (см. Рис. 3.35). Это соответствует снижению высоты области взаимодействия ВН с плазмой приблизительно на 10 км, от 265 до 255 км. В результате, при достаточно больших шагах изменения частоты BH (30 кГц) в области $f_0 \sim 4f_{ce}$ и достаточно длительном использовании одной и той же частоты ВН удалось получить данные о яркости свечения при различных значениях *бf*. Эти данные суммированы на Рис. 3.40 (красная линия, $\lambda = 630$ нм), и Рис. 3.41 (зеленая линия, $\lambda = 557,7$ нм). Отсутствие явной зависимости яркости свечения в красной линии от *бf* в целом подтверждает результаты эксперимента [61]. В то же время, в нашем эксперименте не зарегистрировано уменьшение яркости при $f_0 \approx 4 f_{ce}$, но в одном из сеансов имеет место заметное ее увеличение (примерно в 1,7 раза) при $\delta f \sim -15$ кГц, в области частот «под гирогармоникой» [72], где интенсивность ИРИ (DMкомпоненты) близка к локальному максимуму. Отсутствие уменьшения яркости при $f_0 \approx 4 f_{ce}$ связано, по всей видимости, с тем, что в нашем эксперименте в силу естественных вариаций высоты ионосферы и используемого режима излучения ВН (2 минуты – излучения, 4 минуты – пауза) воздействие в резонансных условиях ($f_0 \approx 4 f_{ce}$) просто не было. Причина сильного увеличения яркости в одном из сеансов остается неясной. Достоверные данные по зависимости яркости в линии $\lambda = 557,7$ нм от величины отстройки от кратного циклотронного резонанса δf при $f_0 \sim 4f_{ce}$ нам удалось получить, по-видимому, впервые, несмотря на сильные естественные вариации яркости (см. Рис. 3.35). Здесь для выделения полезного сигнала пришлось использовать метод наложения эпох с использованием сеансов воздействия с аналогичными условиями эксперимента (частота ВН и длительность воздействия). В результате показано, что при вертикальном воздействии искусственное свечение в зеленой линии регистрировалось в области частот BH «под гармоникой» ($\delta f \sim 5 \div 15 \text{ к}\Gamma\mu$) и при $\delta f \sim 220 \div 280 \text{ к}\Gamma\mu$, что соответствует т.н. области сильного искусственного излучения ионосферы. При наклоне диаграммы направленности стенда «Сура» на 12° к югу в плоскости магнитного меридиана и оптических инструментов, нацеленных в магнитный зенит (эксперимент 11.09.12) наблюдалось заметное свечение в зеленой линии в области $\delta f \sim 15 \div 20$ кГц (область частот «над гармоникой», [72]). Является ли это следствием общего увеличения яркости при воздействии в магнитный зенит, либо изменения характера зависимости яркости от δf предстоит выяснить в дальнейших экспериментах. Далее, при наклоне диаграммы направленности стенда на 12° к югу пятно свечения, как и в более ранних экспериментах на стенде «Сура» [5, 106], наблюдалось в области магнитного зенита. При этом яркость свечения в красной линии оказалась в 1,5 раза выше, чем при вертикальном воздействии, а в зеленой линии свечение при в этой области частот регистрировалось только при наклоне диаграммы стенда. Факт увеличения яркости стенда при воздействии в магнитный зенит на стенде отмечался в серии работ на стендах EISCAT и HAARP (см., например, [87, 92]), но на стенде СУРА зафиксирован впервые.

В заключение отметим, что наряду с генерацией искусственного оптического свечения в красной линии, в экспериментах было отмечено подавление фона свечения, связанного в температурной зависимостью коэффициента диссоциативной рекомбинации. В [80, 82] эффект подавления наблюдался при воздействии на ионосферу волной необыкновенной (X) поляризацией. На стенде «Сура» этот эффект отмечался нами ранее (см. [5, 17] и раздел 3.1) в случае воздействия обыкновенной волной под углами 12° и 16° к вертикали. В представленных экспериментах эффект подавления наблюдался как при вертикальном воздействии в эксперименте 14 сентября, так и при наклонном воздействии 11 сентября. Кроме того, в ходе эксперимента 11 сентября эффекты усиления и подавления свечения наблюдались одновременно. Область подавления при этом занимала область до 30° вокруг пятна искусственного свечения (см. Рис. 3.38 и Рис. 3.39).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении приводятся основные результаты диссертации.

- Разработана методика восстановления профиля электронной концентрации в прирезонансной области магнитоактивной плазмы по данным импульсного зондирования F2-слоя ионосферы. В отличие от ранее использовавшихся методик многочастотного доплеровского зондирования, данная методика позволяет с высоким временным и пространственным разрешением восстанавливать динамику развития возмущений плотности ионосферной плазмы вблизи точки отражения и верхнегибридного резонанса магнитоактивной плазмы. В проведенных экспериментах установлено, что при воздействии на ионосферу мощным КВ радиоизлучением наиболее интенсивные возмущения электронной плотности (на стенде «Сура» до –1,5% от фоновых значений) сосредоточены в области плазменных резонансов волны накачки, начинаются вблизи точки отражения мощной радиоволны, и затем, с задержкой 2-3 с, в области верхнегибридного резонанса волны накачки.
- 2. На стенде НААRР при воздействии на частотах вблизи 4-й гармоники электронной циклотронной частоты f_{ce} в направлении магнитного зенита обнаружено и исследовано образование слоя искусственной ионизации, опускающегося на 5-30 км от уровня отражения волны накачки до высот локального двойного резонанса, где имеет место совпадение частоты волны накачки с верхнегибридной и кратной электронной циклотронной частотами.
- 3. С помощью регистрации оптического свечения на стенде «Сура» обнаружено, что при наклоне диаграммы направленности на юг пятно искусственного оптического свечения в красной линии (630 нм) в большинстве случаев наблюдается в области магнитного зенита (18,5° на юг от вертикали), в то время как при вертикальном воздействии и увеличении высо-

ты отражения волны накачки пятно свечения, напротив, смещается на север. При вертикальном излучении волны накачки развитие области искусственного свечения происходит в виде полос (страт), вытянутых вдоль проекций силовых линий геомагнитного поля на небосвод, при условии, что максимальный уровнень яркости свечения не превышает 15 Рл.

- 4. В экспериментах на стенде «Сура» установлено, что при сближении частоты воздействия и критической частоты слоя F2 ионосферы менее чем на 0,5 МГц эффект появления искусственного оптического свечения сменяется эффектом подавления фонового свечения ночного неба. Эти два эффекта могут наблюдаться одновременно, так как наблюдаемая область подавления свечения в несколько раз шире области его усиления.
- 5. Получены новые данные о зависимости интенсивности искусственного оптического свечения в красной (630 нм) и зеленой (557,7 нм) линиях атомарного кислорода от частоты воздействия f₀ в области четвертой электронной гирогармоники 4f_{ce}. В красной линии явной зависимости свечения от расстройки частот δf = f₀ 4f_{ce} не обнаружено. В зеленой линии (557,7 нм) при вертикальном воздействии искусственное свечение регистрировалось в области частот BH «под гармоникой» (δf ~= 5÷15 кГц) и «в области сильного искусственного радиоизлучения» (δf ~ 220÷280 кГц), а при воздействии в магнитноый зенит только «над гармоникой» (δf ≈ 15 кГц).
- 6. Разработана методика и проведены первые эксперименты по совместной регистрации искусственного оптического свечения и GPS сигналов. В ряде экспериментов наблюдалась пространственная корреляция области генерации искусственного оптического свечения и области пониженной электронной концентрации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- // The High Frequency Active Auroral Research Program: [сайт]. [2013]. URL: http://www.haarp.alaska.edu/ (дата обращения: 31.Май.2013).
- // EISCAT's ionospheric Heating facility including Dynasonde: [сайт]. [2014]. URL: http://www.eiscat.uit.no/heater.html (дата обращения: 06.Сентябрь.2014).
- Sergeev E., Grach S., Shindin A., Mishin E., Bernhardt P., Briczinski S., Isham B., Broughton M., LaBelle J., and Watkins B., "Artificial Ionospheric Layers during Pump Frequency Stepping Near the 4th Gyroharmonic at HAARP," // Phys. Rev. Lett., Vol. 110, 2013. P. 065002.
- Shindin A., Sergeev E., and Grach S., "Applications of Broadband Radio Signals for Diagnostics of Electron Density Profile Dynamics and Plasma Motion in the HF-pumped Ionosphere," // Radio Science, Vol. 47, No. 6, December 2012. P. RS0N04.
- Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Яшнов В.А., Погорелко Н.А., "Оптическое свечение при воздействии на ионосферу радиоизлучением стенда "Сура": результаты экспериментов 2010 года," // Известия вузов. Радиофизика, Т. LV, № 1-2, 2012. С. 36-56.
- Грач С.М., Сергеев Е.Н., Шиндин А.В., Мишин Е.В., Воткинс Б., "Искусственные ионосферные слои при частотах волны накачки в области 4-й электронной гирогармоники на стенде HAARP," // Доклады Академии наук, Т. 454, № 5, 2014. С. 526-530.
- Рябов А.В., Грач С.М., Шиндин А.В., Котик Д.С., "Исследование характеристик крупномасштабных неоднородностей ионосферы, вызванных воздействием на нее мощного коротковолнового радиоизлучения, с помощью сигналов GPS," // Известия вузов. Радиофизика, Т. 54, № 7, 2011. С. 485-496.

- Шиндин А.В., Грач С.М., Сергеев Е.Н., Рябов А.В., "Пространственная корреляция крупномасштабных неоднородностей плотности (по данным анализа GPS-сигналов) и искусственного оптического свечения в линии 630 нм в ионосфере, возмущенной мощной радиоволной," // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, № 4(1), 2012. С. 105-113.
- Шиндин А.В., Сергеев Е.Н., Грач С.М., "Фазовый метод зондирования возмущенной области ионосферы с помощью широкополосных радиосигналов," // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, № 6, 2010. С. 48-55.
- Шиндин А.В., Грач С.М., Клименко В.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Белецкий А.Б., Тащилин М.А., Гумеров Р.И., "Оптическое свечение на длинах волн 630 и 557,7 нм при КВ воздействии на ионосферу излучением стенда «Сура» в области 4-й гармоники электронного гирорезонанса," // Изв. вузов. Радиофизика, № (направлена в редакцию), 2014.
- Шиндин А.В., Сергеев Е.Н., Грач С.М. Фазовое зондирование возмущенной области ионосферы с помощью широкополосных радиосигналов // Труды XIV научной конференции по радиофизике. Нижний Новгород: ННГУ. 2010. С. 74-76.
- 12. Грач С.М., Клименко В.В., Насыров И.А., Гумеров Р.И., Сергеев Е.Н., Шиндин А.В. Предварительные результаты измерений искусственного оптического свечения ионосферы на длинах волн 630,0 и 557,7 нм на стенде «Сура» в марте 2010 г. // Труды XIV научной конференции по радиофизике. Нижний Новгород: ННГУ. 2010. С. 76-78.
- Грач С.М., Исхаков А.С., Клименко В.В., Шиндин А.В. Исследования структуры возмущенной области ионосферы над стендом «Сура» с помощью искусственного оптического свечения в линии 630 нм // Труды XV научной конференции по радиофизике. Нижний Новгород: ННГУ. 2011. С. 51-52.

- 14. Шиндин А.В., Сергеев Е.Н., Грач С.М. Диагностика возмущений профиля электронной концентрации с помощью измерений фазы широкополосных радиосигналов // Сборник докладов XXIII Всероссийской конференции «Распространение радиоволн». Йошкар-Ола: МГТУ. 2011. Т. 2. С. 301-3041.
- 15. Сергеев Е.Н., Шиндин А.В., Грач С.М., Урядов В.П. Пространственное поле скоростей вертикальных и горизонтальных движений плазмы в возмущенной области ионосферы // Сборник докладов XXIII Всероссийской конференции «Распространение радиоволн». Йошкар-Ола: МГТУ. 2011. Т. 2. С. 273-276.
- 16. Грач С.М., Клименко В.В., Сергеев Е.Н., Шиндин А.В., Шумилов В.Ю., Насыров И.А., Гумеров Р.И., Яшнов В.А., Погорелко Н.А. Диагностика возмущенной области ионосферы над стендом «СУРА» с помощью искусственного оптического излучения – по данным экспериментов 2010 г. // Сборник докладов XXIII Всероссийской конференции «Распространение радиоволн». Йошкар-Ола: МГТУ. 2011. Т. 2. С. 214-218.
- 17. Клименко В.В., Грач С.М., Сергеев Е.Н., Шиндин А.В., Насыров И.А. Разделение эффектов омического нагрева и ускорения электронов при воздействии на F2-область мощной радиоволной по данным оптических наблюдений в линии 630 нм на стенде "Сура" // Сборник докладов XXIII Всероссийской конференции по распространению радиоволн. Йошкар-Ола. 2011. Т. 2. С. 239-242.
- 18. Shindin A., Sergeev E., and Grach S. Applications of Broadband Radio Signals for Diagnostics of Electron Density Profile Dynamics and Spatial Plasma Motion in the HF-Pumped Ionosphere // XXX URSI General Assembly and Scientific Symposium of International Union of Radio Science. Istanbul, Turkey. 2011. pp. Abstract CD: Paper № HG3-3.
- 19. Насыров И.А., Грач С.М., Гумеров Р.И., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров А.М. Предварительные результаты измерений стимулированного

свечения ионосферы в зеленой линии оптического спектра (557.7 нм) при коротких временах воздействия на ионосферу мощным радиоизлучением стенда «Сура» // Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред. Материалы V Всероссийской научной конференции. Муром. 2012. С. 82-86.

- 20. Шиндин А.В., Грач С.М., Клименко В.В., Насыров И.А., Белецкий А.Б. Искусственное оптическое свечение на длинах волн 630 и 55737 нм при воздействии на ионосферу на частотах вблизи 4-й электронной гирогармоники на стенде "Сура" в сентябре 2012 г. // Труды XIII Конференции молодых ученых "Взаимодействие полей и излучения с веществом". Иркутск. 2013. С. 218-220.
- 21. Grach S., Ryabov A., Kotik D., Sergeev E., and Shindin A. Observations of the HF Induced Total Electron Content Variations Along the Paths of the Gps Signals Above the Sura Facility // 38th COSPAR Scientific Assembly. Bremen, Germany. 2010. pp. Paper № C52-00019-10.
- Sergeev E., Shindin A., and Grach S. Diagnostics of the Ionospheric Turbulence by Wide Band Radio Signals // 38th COSPAR Scientific Assembly. Bremen, Germany. 2010. pp. Paper № C52-00036-10.
- 23. Shindin A., Grach S., Sergeev E., and Klimenko V. Airglow at 630 nm during ionospheric modifications at the "SURA" facility. Results of 2010 // 39th COSPAR Scientific Assembly. Mysore, India. 2012. pp. Paper № C5.1-0055-12.
- 24. Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Белецкий А.Б., Сергеев Е.Н., Погорелко Н.А., Иванов Д.А., Яшнов В.А. Влияние мощного радиоизлучения стенда «Сура» на оптическое свечение ионосферы в красной (630 нм) и зеленой (557,7 нм) линиях атомарного кислорода // 8-я конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Сборник тезисов. Москва: ИКИ РАН. 2013. С. 57-58.
- 25. Сергеев Е.Н., Грач С.М., Шиндин А.В. Образование слоя искусственной ионизации при воздействии излучением стенда HAARP на ионосферную

плазму в области 4-й гармоники электронного гирорезонанса // 8-я конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Сборник тезисов. Москва: ИКИ РАН. 2013. С. 84-85.

- 26. Shindin A., Grach S., Klimenko V., Nasyrov I., Beletsky A., and Sergeev E. Airglow at 630 and 557.7 nm during HF pumping of the Ionosphere near the 4th Gyroharmonic at the "Sura" Facility in September 2012 // 40th COSPAR Scientific Assembly. Moscow. 2014. pp. Paper № C5.1-0004-14.
- 27. Grach S., Mishin E., Sergeev E., Shindin A., Watkins B., Bernhardt P., Isham B., Broughton M., Labelle J., and Briczinski S. Study of HF-induced plasma turbulence by SEE and ISR technique during 2011 HAARP experimental campaign // 40th COSPAR Scientific Assembly. Moscow. 2014. pp. Paper № C5.1-0009-14.
- Суревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // Успехи физических наук.
 2007. Т. 177. № 11. С. 1145-1178.
- Срач С.М., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Тепловая параметрическая неустойчивость в ионосферной плазме // В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 46-80.
- Васьков В.В., Гуревич А.В. Самофокусировочная и резонансная неустойчивость в F-области ионосферы // В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 81-138.
- Васьков В.В., Голян С.Ф., Гуревич А.В., Димант Я.С., Зюзин В.А., Ким В.Ю., Комраков Г.П., Лобачевский Л.А., Мигулин В.В., Митяков Н.А., Панченко В.А., Полиматиди В.П., "Возбуждение верхнегибридного резонанса в ионосферной плазме полем мощной радиоволны," // Письма в ЖЭТФ, Т. 43, № 11, 1986. С. 512-515.
- Березин И.В., Белянский В.Б., Будько И.И., уточнить список авторов!,
 "Диагностика процессов возбуждения плазменных колебаний полем мощной радиоволны," // Геомагнетизм и аэрономия, Т. 24, № 9, 1991. С.

874-880.

- Lobachevsky L.A., Gruzdev Y.V., Kim V.Y., Mikhaylova G.A., Panchenko V.A., Polimatidi V.P., Puchkov V.A., Vaskov V.V., Stubbe P., and Kopka H., "Observations of ionospheric modification by the Tromsø heating facility with the mobile diagnostic equipment of IZMIRAN," // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. 54, No. 1, January 1992. pp. 75-85.
- 34. Grach S.M., Komrakov G.P., Yurishchev M.A., Thidé B., Leyser T.B., and Carozzi T., "Multifrequency Doppler Radar Observations of Electron Gyroharmonic Effects during Electromagnetic Pumping of the Ionosphere," // Physical Review Letters, Vol. 78, 1997. pp. 883-886.
- 35. Сергеев Е.Н., Грач С.М., Котов П.В., Комраков Г.П., Бойко Г.Н., Токарев Ю.В., "Диагностика возмущенной области ионосферы с помощью широкополосного радиоизлучения," // Известия высших учебных заведений. Радиофизика, Т. 50, № 8, Август 2007. С. 649-668.
- Al'ber Y.I., Krotova Z.N., Mityakov N.A., Rapoport V.O., and Trakhtengerts V.Y., "Effects of stimulated scattering for an electromagnetic pulse incident on a plasma layer ," // Journal of Experimental and Theoretical Physics, Vol. 39, No. 2, August 1974. pp. 275-277.
- Perkins F.W., Oberman C., and Valeo E.J., "Parametric instabilities and ionospheric modification," // J. Geophys. Res., Vol. 79, No. 10, 1974. pp. 1478-1496.
- Grach S.M., Karashtin A.N., Mityakov N.A., Rapoport V.O., and Trakhtengerts V.Y., "Parametric interaction between electromagnetic radiation and ionospheric plasma," // Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 20, No. 12, June 1978. pp. 1254-1258.
- Vas'kov V.V., Gurevich A.V., "Resonance instability of small-scale plasma perturbations," // Sov. Phys. JETP, Vol. 46, No. 3, September 1977. pp. 487-494.

- 40. Гинзбург В.Л. Распространения электромагнитных волн в плазме. Москва: Наука, 1967. 684 с.
- 41. Ким В.Ю. Обратная задача многочастотной доплеровской диагностики искусственного возмущения электронной концентрации в ионосфере. Препринт АН СССР. №46 (520). Москва: ИЗМИРАН, 1984. 13 с.
- Paul A.K., Wright J.W., "Electron density profile analysis of topside sounder ionograms," // Journal of Geophysical Research, Vol. 69, No. 7, 1964. pp. 1431-1435.
- 43. Paul A.K., "Ionospheric electron-density profiles with continuous gradients and underlying ionization correction: 1. The mathematical-physical problem of realheight determination from ionograms," // Radio Science, No. 2, 1967. pp. 1127-1133.
- 44. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П., "Зондирование плазмы электромагнитным полем," // Журнал технической физики, Т. 36, № 1, 1966. С. 39-44.
- 45. Ким В.Ю. Численное решение обратной задачи многочастотного доплеровского зондирования искусственного возмущения электронной концентрации в ионосфере // В кн.: Взаимодействие высокочастотных радиоволн с ионосферой. Москва: ИЗМИРАН, 1987. С. 55-65.
- 46. Ким В.Ю. Решение обратной задачи многочастотного доплеровского зондирования искусственных возмущений ионосферы с помощью инверсии Абеля и сглаживающих сплайнов. Препринт АН СССР. №52 (806). Москва: ИЗМИРАН, 1988. 25 с.
- 47. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. Москва: Наука, 1984. 831 с.
- 48. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П., "Определение плотности ионосферной плазмы с помощью фазового метода," // Геомагнетизм и аэрономия, Т. 6, № 1, 1966. С. 138-140.
- 49. Тихонов А.Н., Гончаровский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г.

Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. Москва: Наука, 1983. 200 с.

- 50. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. Москва: Наука, 1973. 272 с.
- 51. Гуляева Т.Л. Фортран программа ИТЕРАН для итеративного N(h) анализа ионограмм. Москва: ВИНИТИ, 1979. 38 с.
- Briggs B.H., Phillips G.J., and Shinn D.H., "The analysis of observations on spaced receivers of the fading of radio signals," // Proc. Phys. Soc. B., Vol. 63, 1950. pp. 106-121.
- 53. Казимировский Э.С. Движения в ионосфере. Москва: Наука, 1979. 344 с.
- 54. Гришкевич Л.В., Митяков Н.А. Изучение движений в ионосфере методом разнесенного приема с малой базой // Труды сибирского физикоматематического института. 1959. № 37. С. 185.
- Duncan L.M., Sheerin J.P., and Behnke R.A., "Observation of ionospheric cavities generated by high-power radio waves," // Phys. Rev. Lett., Vol. 61, 1988. pp. 239-242.
- 56. Frolov V.L., Erukhimov L.M., Metelev S.A., and Sergeev E.N., "Temporal behaviour of artificial small-scale ionospheric irregularities: Review of experimental results," // J. Atmos. Sol. Terr. Phys., Vol. 59, 1964. pp. 2263-2280.
- 57. Kelley M.C., Arce T.L., Salowey J., Sulzer M., Armstrong W.T., Carter M., and Duncan L., "Density depletions at the 10-m scale induced by the Arecibo heater," // J. Geophys. Res., Vol. 100, 1995. pp. 17367-17376.
- Leyser T.B., "Stimulated electromagnetic emissions by high-frequency electromagnetic pumping of the ionospheric plasma," // Space Sci. Rev., Vol. 98, 2001. pp. 223-328.
- 59. DuBois D.F., Rose H.A., and Russel D., "Excitation of strong Langmuir turbulence in plasmas near critical density: Application to HF heating of the

ionosphere," // J. Geophys. Res., Vol. 95, No. A12, December 1990. pp. 21221-21272.

- Grach S.M., Karashtin A.N., Mityakov N.A., Rapoport V.O., and Trakhtengerts V.Y., "Parametric interaction between electromagnetic radiation and ionospheric plasma," // Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 20, No. 12, June 1977. pp. 1254-1258.
- Gustavsson B., Leyser T.B., Kosch M., Rietveld M.T., Steen Å., Brändström B.U.E., and Aso T., "Electron Gyroharmonic Effects in Ionization and Electron Acceleration during High-Frequency Pumping in the Ionosphere," // Phys. Rev. Lett., Vol. 97, 2006. P. 195002.
- Thidé B., Kopka H., and Stubbe P., "Observations of Stimulated Scattering of a Strong High-Frequency Radio Wave in the Ionosphere," // Phys. Rev. Lett., Vol. 49, 1982. P. 1561.
- Grach S.M., "Electromagnetic radiation from artificial ionospheric plasma turbulence," // Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 28, No. 6, June 1985. pp. 470-477.
- 64. Kosch M.J., Pedersen T., Rietveld M.T., Gustavsson B., Grach S.M., and Hagfors T., "Artificial optical emissions in the high-latitude thermosphere induced by powerful radio waves: An observational review," // Advances in Space Research, Vol. 40, No. 3, 2007. pp. 365-376.
- 65. Васьков В.В., Голян С.Ф., Груздев Ю.В., Гуревич А.В., Димант Я.С., Ким В.Ю., Лобачевский Л.А., Мигулин В.В., Панченко В.А., Петров М.С. и др., "Стимулированная ионизация верхней ионосферы при взаимодействии мощной радиоволны," // Письма в ЖЕТФ, Т. 34, № 11, 1981. С. 582-585.
- 66. Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E., Kendall E., Mills T., Carlson H.C., and Snyder A.L., "Creation of artificial ionospheric layers using high-power HF waves," // Geophysical Research Letters, Vol. 37, No. 2, January 2010. P. L02106.

- 67. Pedersen T., McCarrik M., Reinisch B., Watkins B., Hamel R., and Paznukhov V., "Production of artificial ionospheric layers by frequency sweeping near the 2nd gyroharmonic," // Annales Geophysicae, Vol. 29, 2011. pp. 47-51.
- Mishin E., Pedersen T., "Ionizing wave via high-power HF acceleration," // Geophys. Res. Lett., Vol. 38, 2011. P. L01105.
- Eliasson B., Shao X., Milikh G., Mishin V., and Papadopoulos K., "Numerical modeling of artificial ionospheric layers driven by high-power HF heating," // J. Geophys. Res., Vol. 117, 2012. P. A10321.
- Ashrafi M., Kosch M., Kaila K., and Isham B., "Spatiotemporal evolution of radio wave pump-induced ionospheric phenomena near the fourth electron gyroharmonic," // J. Geophys. Res., Vol. 112, 2007. P. A05314.
- 71. Carozzi T.D., Thidé B., Grach S.M., Leyser T.B., Holz M., Komrakov G.P., Frolov V.L., and Sergeev E.N., "Stimulated electromagnetic emissions during pump frequency sweep through fourth electron cyclotron harmonic," // J. Geophys. Res., Vol. 107, No. A9, September 2002. pp. SIA 5-1 - SIA 5-13.
- 72. Sergeev E.N., Frolov V.L., Grach S.M., and Kotov P.V., "On the morphology of Stimulated Electromagnetic Emission spectra in a wide pump wave frequency range," // Advances in Space Research, Vol. 38, No. 11, 2006. pp. 2518-2526.
- Frolov V.L., Grach S.M., Erukhimov L.M., Komrakov G.P., Sergeev E.N., Tide B., and Carozzi T., "Peculiarities in the evolution of the BUM of stimulated radio emission of the ionosphere," // Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 39, No. 3, March 1996. pp. 241-254.
- 74. Frolov V.L., Erukhimov L.M., Kagan L.M., Komrakov G.P., Sergeev E.N., and Stubbe P., "Two-Component Nature of the Broad Up-shifted Maximum in Stimulated Electromagnetic Emission Spectra," // Phys. Rev. Lett., Vol. 81, August 1998. P. 1630.
- 75. Grach S.M., Sergeev E.N., Yashnov V.A., and Kotov P.V., "Spectra of Stimulated Electromagnetic Emission of the Ionosphere Sweeping of the Pump

Wave Frequency Near Gyroharmonics. II. Discussion of the Results," // Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 51, No. 7, July 2008. pp. 499-514.

- Leyser T.B., Thide B., Waldenvik M., Goodman S., Frolov V.L., Grach S.M., Karashtin A.N., Komrakov G.P., and Kotik D.S., "Spectral structure of stimulated electromagnetic emissions between electron cyclotron harmonics," // J. Geophys. Res., Vol. 98, No. A10, September 1993. pp. 17597-17606.
- 77. Finlay C.C., Maus S., Beggan C.D., Bondar T.N., Chambodut A., Chernova T.A., Chulliat A., Golovkov V.P., Hamilton B., Hamoudi M., et al.,
 "International Geomagnetic Reference Field: the eleventh generation," // Geophys. J. Int., Vol. 183, No. 3, 2010. pp. 1216-1230.
- Rietveld M.T., Isham B., Kohl H., La Hoz C., and Hagfors T., "Measurements of HF-enhanced plasma and ion lines at EISCAT with high-altitude resolution," // J. Geophys. Res., Vol. 105, No. A4, September 2000. pp. 7429-7439.
- 79. Mishin E.V., Burke W.J., and Pedersen T., "On the onset of HF-induced airglow at HAARP," // J. Geophys. Res., Vol. 109, February 2004. P. A02305.
- Biondi A.A., Sipler D.P., and Hake Jr. R.D., "Optical (λ6300) detection of radio frequency heating of electrons in the F region," // J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 31, 1970. pp. 6421-6424.
- 81. Utlaut W.F., Cohen R., "Modifying the Ionosphere with Intense Radio Waves,"
 // Science, Vol. 174, No. 4006, October 1971. pp. 245-254.
- Sipler D.P., Biondi M.A., "Arecibo Ionospheric Modification Experiments— Correlation of 630.0-nm intensity suppressions and enhancements with backscatter radar data," // J. Geophys. Res., Vol. 83, No. A4, 1978. pp. 1519-1523.
- Carlson H.C., Wickwar V.B., and Mantas G.P., "Observations of fluxes of suprathermal electrons accelerated by HF excited instabilities," // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. 44, No. 12, December 1982. pp. 1089-1100.
- Bernhardt P.A., Duncan L.M., and Tepley C.A., "Heater-induced cavities as optical tracers of plasma drifts," // J. Geophys. Res., Vol. 94, No. A6, June 1989. pp. 7003-7010.
- 85. Bernhardt P.A., Tepley C.A., and Duncan L.M., "Airglow enhancements associated with plasma cavities formed during Ionospheric Heating Experiments," // J. Geophys. Res., Vol. 94, No. A7, July 1989. pp. 9071-9092.
- Kosch M.J., Rietveld M.T., Hagfors T., and Leyser T.B., "High-latitude HFinduced airglow displaced equatorwards of the pump beam," // Geophys. Res. Lett., Vol. 27, No. 17, September 2000. pp. 2817-2820.
- 87. Pedersen T.R., Carlson H.C., "First observations of HF heater-produced airglow at the High Frequency Active Auroral Research Program facility: Thermal excitation and spatial structuring," // Radio Science, Vol. 36, No. 5, September-October 2001. pp. 1013-1026.
- Gurevich A.V., Zybin K.P., Carlson H.C., and Pedersen T., "Magnetic zenith effect in ionospheric modifications," // Physics Letters A, Vol. 305, No. 5, December 2002. pp. 264-274.
- Pedersen T.R., McCarrick M., Gerken E., Selcher C., Sentman D., Carlson H.C., and Gurevich A., "Magnetic zenith enhancement of HF radio-induced airglow production at HAARP," // Geophys. Res. Lett., Vol. 30, No. 4, February 2003.
- 90. Gustavsson B., Sergienko T., Rietveld M.T., Honary F., Steen A., Brändström B.U.E., Leyser T.B., Aruliah A.L., Aso T., Ejiri M., and Marple S., "First tomographic estimate of volume distribution of HF-pump enhanced airglow emission," // J. Geophys. Res., Vol. 106, No. A12, December 2001. pp. 29105-29123.
- 91. Kosch M.J., Rietveld M.T., Kavanagh A.J., Davis C., Yeoman T.K., Honary F., and Hagfors T., "High-latitude pump-induced optical emissions for frequencies close to the third electron gyro-harmonic," // Geophys. Res. Lett., Vol. 29, No. 23, 2002. pp. 27-1–27-4.

- 92. Rietveld M.T., Kosch M.J., Blagoveshchenskaya N.F., Kornienko V.A., Leyser T.B., and Yeoman T.K., "Ionospheric electron heating, optical emissions, and striations induced by powerful HF radio waves at high latitudes: Aspect angle dependence," // J. Geophys. Res., Vol. 108, No. A4, April 2003. P. 1141.
- 93. Kosch M.J., Rietveld M.T., Senior A., McCrea W., Kavanagh A.J., Isham B., and Honary F., "Novel artificial optical annular structures in the high latitude ionosphere over EISCAT," // Geophys. Res. Lett., Vol. 31, No. 12, 2004. P. L12805.
- 94. Djuth F.T., Pedersen T.R., Gerken E.A., Bernhardt P.A., Selcher C.A., Bristow W.A., and Kosch M.J., "Ionospheric Modification at Twice the Electron Cyclotron Frequency," Vol. 94, No. 12, March 2005. P. 125001.
- 95. Gustavsson B., Sergienko T., Kosch M.J., Rietveld M.T., Brändström B.U.E., Leyser T.B., Isham B., Gallop P., Aso T., Ejiri M., et al., "The electron energy distribution during HF pumping, a picture painted with all colors," // Ann. Geophys., Vol. 23, No. 5, 2005. pp. 1747-1754.
- 96. Gustavsson B., Newsome R., Leyser T.B., Kosch M.J., Norin L., McCarrik M., Pedersen T., and Watkins B.J., "First observations of X-mode suppression of Omode HF enhancements at 6300 Å," // Geophys. Res. Lett., Vol. 36, No. 20, October 2009. P. L20102.
- 97. Kendall E., Marshall R., Parris R.T., Bhatt A., Coster A., Pedersen T., Bernhardt P., and Selcher C., "Decameter structure in heater-induced airglow at the High frequency Active Auroral Research Program facility," // J. Geophys. Res., Vol. 115, No. A8, August 2010. P. A08306.
- 98. Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E., MacKenzie E., Carlson H.C., Starks M., and Mills T., "Optical ring formation and ionization production in high-power HF heating experiments at HAARP," // Geophys. Res. Lett., Vol. 36, No. 18, September 2009. P. L18107.
- 99. Bernhardt P.A., Scales W.A., Grach S.M., Karashtin A.N., Kotik D.S., and

Polyakov S.V., "Excitation of artificial airglow by high power radio waves from the "SURA" Ionospheric Heating Facility," // Geophys. Res. Lett., Vol. 18, No. 8, August 1991. pp. 1477-1480.

- 100. Bernhardt P.A., Wong M., Huba J.D., Fejer B.J., Wagner L.S., Goldstein J.A., Selcher C.A., Frolov V.L., and Sergeev E.N., "Optical remote sensing of the thermosphere with HF pumped artificial airglow," // J. Geophys. Res., Vol. 105, No. A5, May 2000. pp. 10657-10671.
- 101. Kosch M.J., Pedersen T., Mishin E., Starks M., Gerken-Kendall E., Sentman D., Oyama S., and Watkins B., "Temporal evolution of pump beam self-focusing at the High-Frequency Active Auroral Research Program," // J. Geophys. Res., Vol. 112, No. A8, August 2007. P. A08304.
- 102. Гумеров Р.И., Капков В.Б., Комраков Г.П., Насыров А.М., "Искусственное свечение ионосферы при кратковременном воздействии мощного радиоизлучения," // Известия вузов. Радиофизика, Т. 42, № 6, 1999. С. 524-527.
- 103. Grach S.M., Sergeev E.N., Nasyrov A.M., Gumerov R.I., Shaimukhametov R.R., Nasyrov I.A., and Komrakov G.P., "Simultaneous observations of the 557.7 nm airglow and stimulated electromagnetic emission during HF pumping of the ionosphere with diagnostic schedule: first results," // Adv. Space Res., Vol. 34, No. 11, 2004. pp. 2422-2427.
- 104. Grach S.M., Sergeev E.N., Komrakov G.P., Kotov P.V., Nasyrov A.M., Gumerov R.I., Shaimukhametov R.R., and Nasyrov I.A. Studies of artificial airglow emission at 557.7 nm (green line) of upper atmosphere caused by Sura facility // Published in SPIE Proceedings Vol. 6522: Thirteenth Joint International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics/ Atmospheric Physics. November 2006. Vol. 6522. P. 652226.
- 105. Kosch M.J., Pedersen T., Mishin E., Oyama S., Hughes J., Senior A., Watkins B., and Bristow B., "Coordinated optical and radar observations of ionospheric pumping for a frequency pass through the second electron gyroharmonic at

HAARP," // J. Geophys. Res., Vol. 112, No. A6, June 2007. P. A06325.

- 106. Grach S.M., Kosch M.J., Yashnov V.A., Sergeev E.N., Atroshenko M.A., and Kotov P.V., "On the location and structure of the artificial 630-nm airglow patch over Sura facility," // Ann. Geophys., Vol. 25, No. 3, March 2007. pp. 689-700.
- 107. Kalogerakis K.S., Slanger T.G., Kendall E.A., Pedersen T.R., Kosch M.J., Gustavsson B., and Rietveld M.T., "Remote Oxygen Sensing by Ionospheric Excitation (ROSIE)," // Ann. Geophys., Vol. 27, No. 5, May 2009. pp. 2183-2189.
- 108. Kosch M.J., Pedersen T., Rietveld M.T., Gustavsson B., Grach S.M., and Hagfors T., "Artificial optical emissions in the high-latitude thermosphere induced by powerful radio waves: An observational review," // Adv. Space Res., Vol. 40, No. 3, 2007. pp. 365-376.
- 109. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мясников Е.Н., Митяков Н.А., Фролов В.Л.,
 "Искусственная ионосферная турбулентность (обзор)," // Известия вузов.
 Радиофизика, Т. 30, № 2, 1987. С. 208-225.
- 110. Frolov V.L., Erukhimov L.M., Metelev S.A., and Sergeev E.N., "Temporal behaviour of artificial small-scale ionospheric irregularities: Review of experimental results," // J. Atmos. Sol. Terr. Phys., Vol. 59, 1997. pp. 2263-2280.
- 111. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мясников Е.Н., Рахлин А.В., Урядов В.П., and Фролов В.Л. Экспериментальные исследования искусственной ионосферной турбулентности // In: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. pp. 7-45.
- 112. Gondarenko N.A., Ossakow S.L., and Milikh G.M., "Generation and evolution of density irregularities due to self-focusing in ionospheric modifications," // J. Geophys. Res., Vol. 110, No. A9, September 2005. P. A09304.
- 113. Grach S.M., Shvarts M.M., Sergeev E.N., and Frolov V.L., "Broad continuum feature of stimulated electromagnetic emission," // J. Atm. Sol.-Terr. Phys., Vol.

60, No. 12, January 1998. pp. 1233-1246.

- 114. Thidé B., Sergeev E.N., Grach S.M., Leyser T.B., and Carozzi T.D.,
 "Competition between Langmuir and Upper-Hybrid Turbulence in a High-Frequency-Pumped Ionosphere," // Phys. Rev. Lett., Vol. 95, No. 25, December 2005. P. 255002.
- 115. Norin L., Grach S.M., Leyser T.B., Thidé B., Sergeev E.N., and Berlin M.,
 "Ionospheric plasma density irregularities measured by stimulated electromagnetic emission," // J. Geophys. Res., Vol. 113, No. A9, September 2008. P. A09314.
- 116. Сергеев Е.Н., Зыков Е.Ю., Акчурин А.Д., Насыров И.А., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Ким В.Ю., Полиматиди В.П., Грач С.М., "Результаты комплексных исследований возмущенной области ионосферы с помощью коротковолновой локации в широкой полосе частот и искусственного радиоизлучения ионосферы," // Известия вузов. Радиофизика, Т. 55, № 1-2, 2012. С. 79-93.
- 117. Gurevich A.V., Dimant Y.S., Milikh G.M., and Vas'kov V.V., "Multiple acceleration of electrons in the regions of high-power radio-wave reflection in the ionosphere," // J. Atm. Terr. Phys., Vol. 47, No. 11, November 1985. pp. 1057-1070.
- 118. Грач С.М., Митяков Н.А., Трахтенгерц В.Ю., "Ускорение электронов и дополнительная ионизация при параметрическом нагреве плазмы," // Физика плазмы, Т. 12, № 8, 1986. С. 693-701.
- 119. Грач С.М., "О кинетических эффектах в F-области ионосферы,
 возмущенной мощными радиоволнами," // Известия вузов. Радиофизика, Т.
 42, № 7, 1999. С. 651-669.
- 120. Гуревич А.В., Зыбин К.П., Карлсон Х.С., "Эффект магнитного зенита," // Известия вузов. Радиофизика, Т. 48, № 9, 2005. С. 772-787.
- 121. Tereshchenko E.D., Khudukon B.Z., Gurevich A.V., Zybin K.P., Frolov V.L.,

Myasnikov E.N., Muravieva N.V., and Carlson H.C., "Radio tomography and scintillation studies of ionospheric electron density modification caused by a powerful HF-wave and magnetic zenith effect at mid-latitudes," // Phys. Lett. A, Vol. 325, No. 5-6, May 2004. pp. 381-388.

- 122. Васьков В.В., Голян С.Ф., Груздев Ю.В., Гуревич А.В., Димант Я.С., Ким В.Ю., Лобачевский Л.А., Мигулин В.В., Панченко В.А., Петров М.С. и др., "Стимулированная ионизация верхней ионосферы при взаимодействии мощной радиоволны," // Письма в ЖЭТФ, Т. 34, № 11, 1981. С. 582-585.
- 123. Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // Успехи физических наук.
 2007. Т. 177. № 11. С. 1145-1178.
- 124. Фролов В.Л., Комраков Г.П., Куницын В.Е., Падохин А.М., Васильев А.Е., Курбатов Г.А., "Зондтрование возмущенной излучением нагревного стенда "Сура" ионосферы сигналами навигационных спутников системы GPS," // Известия вузов. Радиофизика, Т. 53, № 7, 2010. С. 532-444.
- 125. Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.
- 126. Milikh G.A., Gurevich A., Zybin K., and Secan J., "Perturbations of GPS signals by the ionospheric irregularities generated due to HF-heating at triple of electron gyrofrequency," // Geophys. Res. Lett., Vol. 35, No. 22, November 2008. P. L22102.
- 127. Терещенко Е.Д., Миличенко А.Н., Фролов В.Л., Юрик Р.Ю., "Наблюдение эффекта магнитного зенита с использованием сигналов спутников GPS/ГЛОНАСС," // Известия вузов. Радиофизика, Т. 51, № 11, 2008. С. 934-938.
- 128. Грач С.М., Клименко В.В., Сергеев Е.Н., Шиндин А.В., Шумилов В.Ю., Насыров И.А., Гумеров Р.И., Яшнов В.А., Погорелко Н.А. Диагностика возмущенной области ионосферы над стендом "Сура" с помощью искусственного оптического излучения – по данным экспериментов 2010 г.

// Сборник докладов XXIII Всероссийской конференции по распространению радиоволн. Йошкар-Ола. 2011. Т. 2. С. 214-218.

- 129. Gurevich A., Carlson H., Kelley M., Hagfors T., Karashtin A., and Zybin K.,"Nonlinear structuring of the ionosphere modified by powerful radio waves at low latitudes," // Phys. Lett. A, Vol. 251, No. 5, February 1999. pp. 311-321.
- 130. Ponomarenko P.V., Leyser T.B., and Thidé B., "New electron gyroharmonic effects in HF scatter from pump-excited magnetic field-aligned ionospheric irregularities," // J. Geophys. Res., Vol. 104, No. A5, May 1999. pp. 10081-10087.
- 131. Stocker A.J., Honary F., Robinson T.R., Jones T.B., and Stubbe P., "Anomalous absorption during artificial modification at harmonics of the electron gyrofrequency," // J. Geophys. Res., Vol. 98, No. A8, August 1993. pp. 13627-13634.
- 132. Stubbe P., Stocker A.J., Honary F., Robinson T.R., and Jones T.B., "Stimulated electromagnetic emissions and anomalous HF wave absorption near electron gyroharmonics," // J. Geophys. Res., Vol. 99, No. A4, September 1994. pp. 6233-6246.
- 133. Honary F., Stocker A.J., Robinson T.R., Jones T.B., and Stubbe P., "Ionospheric plasma response to HF radio waves operating at frequencies close to the third harmonic of the electron gyrofrequency," // J. Geophys. Res., Vol. 100, No. A11, September 1995. pp. 21489-21501.
- 134. Robinson T.R., Honary F., Stocker A.J., Jones T.B., and Stubbe P., "First EISCAT observations of the modification of F-region electron temperatures during RF heating at harmonics of the electron gyro frequency," // J. Atmos. Terr. Phys., Vol. 58, No. 1-4, 1996. pp. 385-395.
- 135. Котов П.В., Сергеев Е.Н., Грач С.М., "Спектры искусственного радиоизлучения ионосферы при свипировании частоты воздействия в области электронных циклотронных гармоник. І. Результаты

эксперимента," // Известия вузов. Радиофизика, Т. 51, № 6, 2008. С. 461-476.

- 136. Грач С.М., Сергеев Е.Н., Яшнов В.А., Котов П.В., "Спектры искусственного радиоизлучения ионосферы при свипировании частоты воздействия в области электронных циклотронных гармоник. II. Обсуждение результатов," // Известия вузов. Радиофизика, Т. 51, № 7, 2008. С. 553-570.
- 137. Грач С.М., Тиде Б., Лейзер Т., "Плазменные волны в ионосфере вблизи уровня двойного резонанса," // Изв. вузов. Радиофизика, Т. 37, № 7, 1994. С. 617-633.
- 138. Kosch M.J., Bryers C., Rietveld M.T., Yeoman T.K., and Ogawa Y., "Aspect angle sensitivity of pump-induced optical emissions at EISCAT," // Earth, Planets and Space, 2014. P. in press.
- 139. Mantas G.P., Carlson H.C., "Reinterpretation of the 6300-Å airglow enhancements observed in ionosphere heating experiments based on analysis of Platteville, Colorado, data," // J. Geophys. Res., Vol. 101, No. A1, September 1996. pp. 195-209.
- 140. Grach S.M., Men'kova Y.E., and Stubbe P., "On the penetration of upper hybrid waves into a plasma depletion," // Adv. Space Res., Vol. 34, No. 11, 2004. pp. 2428-2432.
- 141. Kosch M.J., Pedersen T., Hughes J., Marshall R., Gerken E., Senior A., Sentman D., McCarrick M., and Djuth F.T., "Artificial optical emissions at HAARP for pump frequencies near the third and second electron gyro-harmonic," // Ann. Geophys., Vol. 23, No. 5, 2005. pp. 1585-1592.
- 142. Васьков В.В., Гуревич А.В., Караштин А.Н., "УТОЧНИТЬ НАЗВАНИЕ," // Геомагнетизм и аэрономия, Т. 16, № 3, 1976. С. 549-?