

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ В.Л. ГИНЗБУРГА

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

**Динамические характеристики
плазменной турбулентности ионосферы,
инициированной воздействием
мощного коротковолнового радиоизлучения**

С.М. Грач, Е.Н. Сергеев, Е.В. Мишин, А.В. Шиндин

Дан обзор современного состояния исследований явлений, происходящих в верхней ионосфере (F-слой) под воздействием излучения мощных коротковолновых передатчиков. Основное внимание уделено динамическим характеристикам высокочастотной (плазменные волны) и низкочастотной (неоднородности плотности различных масштабов) турбулентности, изученным в ходе экспериментов на нагревных стендах "Сура" и HAARP с использованием современной радиоприёмной и оптической аппаратуры и специальных временных и частотных режимов воздействия. Эти режимы были разработаны с учётом характерных свойств нелинейных процессов в возмущённой ионосфере. Экспериментальные результаты сопоставляются с теоретическими моделями турбулентности столкновительной магнитоактивной плазмы в поле мощных электромагнитных волн, что даёт возможность идентификации процессов, ответственных за наблюдаемые свойства искусственной ионосферной турбулентности.

Ключевые слова: ионосфера, волна накачки, магнитоактивная плазма, искусственная ионосферная турбулентность, плазменные волны, мелкомасштабные неоднородности, искусственное радиоизлучение ионосферы, ускорение электронов, искусственное оптическое свечение, слои искусственной ионизации

PACS numbers: 52.25.Os, 52.35.Mw, 52.35.Ra, 52.50.Qt, 94.20.Tt

DOI: 10.3367/UFNr.2016.07.037868

Содержание

1. Введение (1189).
2. Стрикционная параметрическая неустойчивость: начальная и промежуточная стадии воздействия (1193).
 - 2.1. Теоретические представления.
 - 2.2. Результаты экспериментов.
3. Тепловая параметрическая (верхнегибридная) турбулентность (1197).
 - 3.1. Физические представления.
 - 3.2. Краткая сводка экспериментальных результатов.

4. Искусственное радиоизлучение ионосферы (1203).
 - 4.1. Структура спектров искусственного радиоизлучения ионосферы.
 - 4.2. Поведение искусственного радиоизлучения ионосферы в окрестности кратных электронных гиорезонансов.
 - 4.3. Исследование динамики плазменной турбулентности с помощью диагностического искусственного радиоизлучения ионосферы.
 5. Ускорение электронов, оптическое свечение, дополнительная ионизация (1215).
 - 5.1. Теоретические представления.
 - 5.2. Оптическое свечение ионосферы.
 - 5.3. Дополнительная ионизация, спускающиеся слои.
 6. Модификация профиля электронной концентрации вблизи плазменных резонансов волны накачки (1224).
 7. Заключение (1225).
- Список литературы (1226).

С.М. Грач, А.В. Шиндин. Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, радиофизический факультет, пр. Гагарина 23, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация
E-mail: sgrach@rf.unn.ru, shindin@rf.unn.ru

Е.Н. Сергеев. Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Научно-исследовательский радиофизический институт, ул. Б. Печерская 25а, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация
E-mail: esergeev@nirfi.sci-nnov.ru

Е.В. Мишин. Space Vehicles Directorate, Air Force Research Laboratory, Kirtland AFB, New Mexico 87117, USA

Статья поступила 28 июня 2016 г.

1. Введение

С 1945 по 1961 гг. В.Л. Гинзбург работал заведующим кафедрой распространения радиоволн Горьковского государственного университета, а также (с момента создания в 1956 г.) заведовал теоретическим отделом Научно-исследовательского радиофизического института (НИРФИ, г. Нижний Новгород). Одно из направле-

ний работы нижегородской ветви школы В.Л. Гинзбурга — это исследования нелинейного взаимодействия мощных радиоволн с околоземной плазмой: ионосферой и магнитосферой Земли.

Впервые воздействие мощных радиоволн на околоземную среду было обнаружено в 1930-е годы с открытием люксембург-горьковского эффекта — переноса модуляции мощной радиоволны на более слабую при распространении в нижних слоях ионосферы. Физические представления о природе воздействия мощного радиоизлучения и его влияния на распространение радиоволн, сложившиеся к 1960–1970-м годам, были суммированы в обзоре В.Л. Гинзбурга и А.В. Гуревича [1] и монографии А.В. Гуревича и А.Б. Шварцбурга [2].

Систематические исследования процессов взаимодействия мощного коротковолнового (КВ) радиоизлучения с ионосферой начали проводиться с начала 1970-х годов в США в Платтевилле (Колорадо) и Аресибо (Пуэрто-Рико), а также в СССР (стенд "Ястреб", НИРФИ, Нижегородская область). Инициатором этих исследований в НИРФИ был ученик В.Л. Гинзбурга, позднее директор института Г.Г. Гетманцев. История начала исследований искусственных ионосферных возмущений описана в обзоре [3] и сборнике [4].

Уже в первых экспериментах был обнаружен целый ряд новых явлений, существенных для понимания процессов взаимодействия мощного электромагнитного излучения (волны накачки, ВН) с плазмой и их влияния на распространение радиоволн, создания новых методов диагностики ионосферы, а также для различных практических приложений. К новым явлениям относятся возбуждение искусственной турбулентности в области плазменного резонанса в ионосфере [5–8], крупномасштабное расслоение ионосферной плазмы [9, 10], генерация сигналов комбинационных частот в сверхдлинноволновом (ОНЧ) диапазоне при модуляции ионосферных токов [11], резонансное рассеяние радиоволн на искусственных периодических неоднородностях, возникающих в поле стоячей волны накачки [12]. Некоторые из них были предсказаны ранее или исследовались для условий лабораторной и космической плазмы, другие потребовали развития новых теоретических представлений [13–16].

Здесь хотелось бы отметить значительный вклад в исследования проблемы взаимодействия мощных радиоволн с ионосферой ушедших из жизни представителей научной школы В.Л. Гинзбурга, её московской и нижегородской ветвей: В.Ю. Трахтенгерца (НИРФИ, Институт прикладной физики (ИПФ) РАН, г. Нижний Новгород) и В.В. Васькова (НИИ Радио, Москва, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Троицк, Москва) в области построения теоретической картины, Л.М. Ерухимова и Н.А. Митякова (НИРФИ) в области экспериментальных исследований.

В настоящее время исследования взаимодействия мощных коротких радиоволн с ионосферой проводятся с помощью специализированных установок (нагревных стенов), расположенных в приполярных — EISCAT (European Incoherent SCATter scientific association, Тромсе, Норвегия) и HAARP (High frequency Active Auroral Research Program, Аляска, США) — и средних — "Сура" (Нижегородская обл., Россия) — широтах. Готовится к запуску после реконструкции низкоширотный стенд в Аресибо (Пуэрто-Рико, США). Рабочие частоты нагрев-

ных стенов варьируются в пределах от 2,8 до 10 МГц, максимальная эффективная мощность излучения после реконструкции стенов HAARP в 2007 г. достигает 3600 МВт. Ранее рекордной мощностью 1100 МВт обладал стенд EISCAT. Максимальная мощность стенов "Сура" достигает в зависимости от частоты 150–270 МВт.

В настоящем обзоре представлены результаты исследований свойств искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) F-области ионосферы на высотах 200–300 км. ИИТ возбуждается в ионосфере вблизи точки отражения ВН в области плазменного резонанса. Как известно [17], когда радиоволна обыкновенной поляризации (О-мода) приближается к точке отражения, её частота $\omega_0 = 2\pi f_0$ близка к локальной плазменной частоте ω_{pe} . Иными словами, это область плазменного резонанса, где возможно возбуждение высокочастотных (ВЧ) плазменных (электростатических) волн. В немагнитной плазме это ленгмюровские волны с законом дисперсии $\omega = \omega_{pe}(1 + 3k^2 d_e^2)^{1/2}$, где k — волновое число и d_e — дебаевский радиус. В замагниченной плазме, в том числе в ионосфере, кроме чисто электростатических ленгмюровских волн, которые могут распространяться только вдоль магнитного поля \mathbf{B}_0 , существуют также квазиэлектростатические ВЧ-волны, фазовый фронт которых при $\omega/c \ll k \ll d_e^{-1}$ распространяется вдоль резонансного конуса:

$$\sin^2 \theta_{\text{res}} = \frac{(\omega_0^2 - \omega_{pe}^2)(\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2}, \quad \theta_{\text{res}} = \angle \mathbf{k} \mathbf{B}_0. \quad (1)$$

При меньших k квазиэлектростатическая мода представляет собой необыкновенную Z-моду и распространяется вне резонансного конуса, при больших k необходимо учитывать тепловые поправки $\propto (kd_e)^2$, а волна существует внутри резонансного конуса. При $\omega_0^2 > \omega_{UH}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2$ (ω_{UH} — верхнегибридная частота, ω_{ce} — электронная циклотронная частота) резонансный конус исчезает, и тепловые поправки необходимо учитывать при всех углах θ . Строго на верхнем гибридном резонансе, где $\omega_0^2 = \omega_{UH}^2$, величина $\theta_{\text{res}} = \pi/2$, а волновое число квазиэлектростатической моды равно $k \approx (\omega_0/cd_e)^{1/2} (\omega_{ce}/\omega_{pe})$ [17].

При поперечном распространении дисперсионное уравнение плазменных (квазиэлектростатических) мод имеет дополнительные решения — волны Бернштейна, причём в коротковолновом ($k^2 d_e^2 (\omega_{ce}/\omega_{pe})^2 \gg 1$) и длинноволновом ($k^2 d_e^2 (\omega_{ce}/\omega_{pe})^2 \ll 1$) пределах частоты мод Бернштейна близки к гармоникам электронной циклотронной частоты, $\omega \approx s\omega_{ce}$, где $s \geq 2$ — номер гармоники.

При превышении волной накачки пороговых мощностей в плазме развиваются различные параметрические неустойчивости (ПН), в результате которых возбуждаются слабозатухающие ВЧ плазменные квазиэлектростатические волны (ленгмюровские, верхнегибридные, бернштейновские, Z-мода) с частотами $f \sim f_0$ (f_0 — частота ВН) и низкочастотные возмущения (ионно-звуковые и нижнегибридные волны, дрейфовые колебания, неоднородности концентрации плазмы, вытянутые вдоль \mathbf{B}_0 на расстояния до десятков километров с поперечными масштабами от нескольких сантиметров до десятков километров). В условиях ионосферы ПН могут быть обусловлены как стрикционной (ВЧ-давле-

ние электрического поля) [18–23], так и тепловой (джоулев нагрев) [15, 16] нелинейностями. Наиболее благоприятные условия для развития стрикционных неустойчивостей имеют место вблизи точки отражения ВН (см. раздел 2), тепловой — в области верхнего гибридного резонанса ВН (раздел 3).

ВЧ-плазменные волны ускоряют электроны до нескольких десятков электронвольт, что в результате столкновений электронов с нейтральными частицами приводит к дополнительной ионизации ионосферной плазмы [24]. Столкновения энергичных электронов с нейтральными частицами и ионами приводят также к усилению оптического свечения ионосферы [5], которое иногда называют искусственным полярным сиянием. Рассеяние пробных радиоволн КВ-диапазона с частотами, близкими к f_0 , в верхнегибридных на мелкомасштабных неоднородностях, вытянутых вдоль геомагнитного поля \mathbf{V}_0 ($l_{\perp} < \lambda_0 = c/f_0$, λ_0 — длина волны накачки в вакууме, c — скорость света, индекс \perp относится к направлению \mathbf{V}_0), приводит к аномальному ослаблению пробных волн [5, 10]; метровые и декаметровые неоднородности обеспечивают также ракурсное рассеяние КВ- и УКВ-радиоволн и их распространение за пределами прямой видимости [7, 8, 10, 25, 26].

Возбуждение ИИТ приводит к вытеснению плазмы из области её нагрева плазменными волнами [27]. Конкуренция вытеснения плазмы из области нагрева и увеличения её плотности в результате дополнительной ионизации исследуется с помощью многочастотного доплеровского зондирования [27–30] и измерений характеристик сигналов навигационных искусственных спутников Земли (ИСЗ), которые позволяют определять полное электронное содержание на траектории их распространения. Исследования вариаций полного электронного содержания, вызванных волной накачки, начались с 2007 г. на стендах HAARP и "Сура" [31–34].

Информативным проявлением ИИТ является генерация искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ, в англоязычной литературе — Stimulated Electromagnetic Emission, SEE) в КВ-диапазоне, обнаруженная в экспериментах на стенде EISCAT Б.Тиде, П. Штуббе и Г. Копкой в 1981 г. [35]. ИРИ наблюдается как шумовая составляющая малой интенсивности (от -50 до -90 дБ) в спектре отражённого от ионосферы сигнала волны накачки. Спектр ИРИ состоит из нескольких спектральных компонент с частотами как выше, так и ниже f_0 , и значениями отстройкой от частоты ВН $|\Delta f| = |f - f_0|$ от нескольких килогерц до ~ 200 кГц. Спектр ИРИ, интенсивность искусственных неоднородностей и оптического свечения существенно зависят от соотношения частоты ВН f_0 и гармоник электронной циклотронной частоты sf_{ce} , а также от длительности воздействия. В частности, большинство спектральных компонент ИРИ подавляется при $f_0 \rightarrow sf_{ce}$ ($s \geq 3$) [36] (в условиях экспериментов в зависимости от высоты области взаимодействия волны накачки с ионосферной плазмой и географического положения нагреваемого стэнда f_{ce} варьируется от 0,9 до 1,45 МГц).

Интенсивность ВН имеет критическое значение для эффектов взаимодействия с ионосферной плазмой. Неудивительно поэтому, что результаты экспериментов со сверхмощными радиоволнами привели к открытию явлений, недоступных при меньших мощностях. Так, использование сверхмощных ВН приводит к образованию искусственных слоёв "свежеионизированной" плазмы,

спускающихся вниз от точки отражения на 50–70 км [37, 38]. При больших мощностях ВН на спутниках и УКВ-радаром некогерентного рассеяния обнаружены убегающие ионосферные ионы, создающие дакты плотности на высотах 500–850 км [39–41]; необычно усиливаются эффекты при воздействии волнами Х-поляризации с частотами вблизи критических [42–44].

Процессы, протекающие в ионосфере под воздействием мощной радиоволны КВ-диапазона, обладают характерными временами, которые могут весьма значительно отличаться друг от друга. Согласно [25, 45–47], по времени можно выделить четыре этапа развития искусственной турбулентности. На начальной стадии, связанной с развитием стрикционной параметрической неустойчивости (СПН), возбуждаются плазменные (в первую очередь, ленгмюровские) волны (ПВ) и ионно-звуковые возмущения. После включения ВН вблизи её точки отражения характерное время развития СПН τ_1 составляет $\sim 0,1–10$ мс при "холодном" старте (в невозмущённой, "неприготовленной" ионосфере, см. раздел 2).

Примерно с таким же характерным временем нарастают ПВ после включения ВН при заранее приготовленных магнитоориентированных мелкомасштабных неоднородностях (ММН), формируется функция распределения электронов, ускоренных плазменными волнами, а также происходит релаксация (затухание) плазменных волн после выключения ВН. Промежуточная стадия с $\tau_2 \sim 0,1–1$ с также связана, по-видимому, с СПН, но на меньших высотах (раздел 2). Далее, за большее время $\tau_3 \sim 1–10$ с (раздел 3), при "холодном" старте развиваются тепловые параметрические эффекты (тепловая параметрическая и резонансная неустойчивости, ТПН и РН) и, соответственно, ММН и плазменные (в первую очередь, верхнегибридные) волны. Время релаксации ММН τ_{rel} в зависимости от l_{\perp} варьируется от долей секунды до десятков секунд (см. раздел 3.2, формулы (21) и (22)). Четвёртый этап — формирование среднемасштабных неоднородностей с $l_{\perp} \sim 0,1–10$ км — происходит за более длительное время, от десятков секунд до минут, а их релаксация может достигать десятков минут¹. Характерные времена генерации оптического свечения (радиационные времена жизни соответствующих уровней возбуждённых атомов и ионов τ_r) в ионосферной плазме варьируются в пределах от 10^{-6} до 100 с [48].

Такое соотношение характерных времён τ_1 , τ_2 , τ_3 и τ_{rel} позволило разработать специальные диагностические режимы воздействия ВН на ионосферу. Идея применения сложных режимов воздействия для изучения свойств ИИТ принадлежит Л.М. Ерухимову [49]. В настоящее время используются следующие диагностические режимы:

1. Воздействие импульсами с длительностью $\tau_p = 10–500$ мс ($\tau_1 < \tau_2 \lesssim \tau_p < \tau_3$) с большой скважностью (малой средней мощностью). Такой режим позволяет исследовать свойства ленгмюровской турбулентности на начальной стадии воздействия (стадии СПН) до развития ММН, а при переходе к квазинепрерывному режиму — исследовать конкуренцию ленгмюровской и верхнегибридной (возникающей на стадии тепловой параметрической неустойчивости) турбулентности.

¹ В физике ионосферы крупномасштабными полагают неоднородности с размерами порядка сотен километров.

2. Чередование длительного ($\tau_p \gg \tau_3$) квазинепрерывного воздействия с короткими ($\tau_B = 20-40$ мс, $\tau_1 \ll \tau_B \ll \tau_3, \tau_{rel}$) паузами и коротких ($\tau_p = 20-50$ мс, $\tau_1 \ll \tau_p \ll \tau_3$) импульсов воздействия с большим периодом повторения ($T_p = 1-3$ с, $\tau_p \ll T_p \lesssim \tau_{rel}$). Квазинепрерывный режим позволяет исследовать развитие ИРИ и, следовательно, ВЧ-плазменных волн (верхнегибридных и бернштейновских волн), ответственных за генерацию ИРИ, на стадии развития и при "заранее подготовленных" ММН, поскольку за время короткой паузы τ_B эти неоднородности практически не релаксируют. Во время короткой паузы можно исследовать релаксацию ИРИ и, следовательно, динамику спектра ВЧ-плазменных волн после выключения ВН, в том числе измерять декременты их линейного затухания. Импульсный режим позволяет исследовать релаксацию ММН после выключения волны накачки и оценивать масштабы неоднородностей, ответственных за генерацию различных спектральных компонент ИРИ, поскольку средняя эффективная мощность ВН недостаточна для поддержания стационарной интенсивности ММН, а также исследовать поведение декрементов затухания плазменных волн на стадии релаксации ММН. Сопоставление результатов измерений с физическими моделями генерации компонент ИРИ используется для определения (идентификации) механизмов формирования спектров ВЧ-плазменных волн и характеристик пространственного спектра ММН.

3. Зондирование ионосферы короткими ($\tau_p = 20-200$ мкс, $\tau_p \ll \tau_{prop}$) диагностическими импульсами, излучаемыми нагревным стендом во время пауз в излучении ВН, в том числе во время коротких пауз при квазинепрерывном воздействии (τ_{prop} — время распространения ВН до точки отражения). Достаточно широкий спектр зондирующих импульсов позволяет использовать их в качестве пробных волн при многочастотном доплеровском зондировании ионосферы с малым (1 кГц) шагом по частоте в широком диапазоне частот и исследовать крупномасштабные вариации плотности плазмы (модификацию профиля электронной концентрации) по измерениям фазы отражённого сигнала. Измерения ИРИ, генерируемого такими импульсами, позволяет исследовать процессы переноса энергии по спектру ВЧ-турбулентности и её спектры в области частот, непосредственно примыкающих к частоте волны накачки.

4. Воздействие на ионосферу на двух частотах, когда одна часть передающей антенны нагревного стенда излучает ВН в режиме чередования (эта волна ответственна за создание ИИТ), а другая — на сдвинутой частоте в импульсном (диагностическом) режиме. Такой режим позволяет исследовать высотную структуру возмущённой области ионосферы, поскольку радиоволны с разными частотами отражаются на разной высоте.

5. Быстрое (в течение нескольких секунд) свипирование частоты ВН f_0 вокруг гармоник электронной циклотронной частоты sf_{ce} ($s = 2-7$) в диапазоне в несколько десятков килогерц. Это позволяет изучать вклад различных нелинейных процессов в формирование ВЧ-турбулентности (плазменных волн) в зависимости от соотношения f_0 и кратного гирорезонанса sf_{ce} при неизменных свойствах ММН и стабильных ионосферных условиях и определять с высокой точностью соотношение между f_0 и sf_{ce} в области взаимодействия волны накачки с ионосферной плазмой.

Успешная реализация описанных режимов для экспериментальных исследований ИИТ и идентификации механизмов взаимодействия ВН с ионосферной плазмой в области плазменных резонансов требует регистрации принимаемых КВ-радиосигналов (ИРИ, отражённые от ионосферы пробные волны) в широкой полосе частот (до 500 кГц) с высоким временным разрешением (менее 1 мс). Это, в частности, даёт возможность исследовать динамику спектров ИРИ во всей полосе его существования (> 200 кГц), обеспечивать приём зондирующих сигналов и ИРИ во всём частотном диапазоне при быстром свипировании частот ВН, использовать отдельные спектральные компоненты коротких зондирующих импульсов в качестве пробных волн для измерений фазы и амплитуды отражённых сигналов. Идея применения подобной приёмной аппаратуры в экспериментах по модификации ионосферы принадлежит профессору Б. Тиде, и первый (довольно громоздкий) подобный приёмник Шведского института космической физики (г. Уппсала) использовался в экспериментах на стендах "Сура" и EISCAT в начале 1990-х гг. под названием "Джон Сильвер".

Приёмная аппаратура второго поколения (рабочая станция HP3587S) гораздо более результативно использовалась в экспериментах конца 1990-х гг. [50–55]. В настоящее время подобная приёмная аппаратура с существенно большими возможностями эффективно используется различными исследовательскими группами [38, 42, 56–58]. Следует отметить, что ранее, в 1980-х–1990-х гг., исследования динамических характеристик ИИТ проводились с помощью регистрации радиосигналов (отражённых пробных волн и ИРИ) на фиксированных частотах либо с помощью спектроанализаторов с достаточно длинным временем регистрации одного спектра. При этом терялись либо спектральные, либо динамические характеристики ИИТ.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований искусственной плазменной турбулентности и её проявлений в F-области ионосферы на высотах 200–300 км, полученные до 90-летия со дня рождения В.Л. Гинзбурга, суммированы в целом ряде обзоров [3, 5, 10, 23, 25, 36, 45–47, 59–67]. Часть этих обзоров была представлена в форме докладов на Научной сессии Отделения физических наук РАН [3] и совместном заседании редколлегии журнала *Известия вузов. Радиофизика* и Учёного совета Института прикладной физики РАН [47], посвящённых 90-летию В.Л. Гинзбурга, в специальных выпусках журналов *Radio Science* **9** (11) (1974), **51** (7) (2016); *Изв. вузов. Радиофизика* **18** (9) (1975); **20** (12) (1977); **42** (7, 8) (1999); **48** (7) (2005); **50** (8) (2007), *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* **44** (12) (1982) и **47** (12) (1985), *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **59** (18) (1997) и **60** (12) (1998). В то же время некоторые вопросы физики ИИТ, связанные в первую очередь с её динамикой, диагностическими возможностями исследований и исследованием ИИТ при предельных мощностях, остаются недостаточно освещёнными в научной литературе. За последнее десятилетие достигнут немалый прогресс, связанный, главным образом, с увеличением мощности воздействия (стенд HAARP) и расширением технических возможностей диагностических средств, в основном радиоприёмной и оптической аппаратуры.

Основное внимание в настоящем обзоре уделено результатам, касающимся динамических характеристик ИИТ, в том числе при максимальных мощностях воз-

действия. Эти результаты получены при непосредственном участии авторов, с использованием описанных выше диагностических схем воздействия, в первую очередь, с помощью измерений ИРИ. Ограниченный объём обзора не позволил достаточно полно осветить ряд аспектов проблемы. Например, мы не касаемся спутниковых исследований структуры возмущённой области, исследований среднemasштабных неоднородностей, крайне концептивно представлены результаты исследований оптического свечения, эффекта магнитного зенита и т.д. В то же время ряд разделов пришлось посвятить краткому рассмотрению теоретических представлений о процессах в области ИИТ и описанию хорошо известных наблюдаемых свойств ИИТ.

2. Стрикционная параметрическая неустойчивость: начальная и промежуточная стадии воздействия

2.1. Теоретические представления

Стрикционная параметрическая неустойчивость является наиболее быстрым процессом, возникающим вблизи точки отражения мощного радиоизлучения обыкновенной поляризации в первые несколько миллисекунд после его включения. СПН развивается вследствие выдавливания плазмы из областей с повышенной напряжённостью электрического поля \mathbf{E} под действием пондеромоторной (стрикционной) силы $\mathbf{F}_p \approx e^2 \nabla |E|^2 / (4m_e \omega_0^2) \approx \nabla |\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_1| / (2m_e \omega_0^2)$ [68], возникающей в результате биеений поля ВН (\mathbf{E}_0) и плазменных волн (\mathbf{E}_1): $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$.

Основы теории СПН в условиях ионосферы были развиты в работах [6, 19–21, 23]. Вблизи уровня отражения h_r волны накачки, где $\omega_0 \approx \omega_{pe}$ (здесь $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\omega_{pe} = 4\pi e^2 N_e / m_e$ — электронная плазменная частота, N_e — концентрация электронов в плазме, e и m_e — заряд и масса электрона) в изотермической ионосфере ($T_e \gtrsim T_i$, где T_e и T_i — температуры электронов и ионов соответственно) могут возбуждаться два типа СПН. К первому типу относится индуцированное рассеяние на ионах, в результате которого возникают плазменные волны с частотами $\omega \leq \omega_0$ и низкочастотные возмущения типа ионно-звуковых колебаний с частотой $\Omega = \omega_0 - \omega$, $\Omega/2\pi$ — порядка нескольких килогерц; ко второму — аperiodическая (модуляционная) неустойчивость с возбуждением ПВ с частотой $\omega = \omega_0$. Пороговое поле и максимальный (в зависимости от Ω) инкремент индуцированного рассеяния γ при малой надпороговости даются выражениями

$$E_{th}^2 = \frac{16\pi v N_e T_e}{|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1|^2 \omega_0 F_m}, \quad \gamma = v \left(\frac{E_0^2}{E_{th}^2} - 1 \right), \quad (2)$$

где \mathbf{a}_0 , \mathbf{a}_1 — векторы поляризации ВН и плазменной волны, v — линейный декремент затухания интенсивности ПВ, коэффициент $F_m \sim 1$ определяется отношением электронной и ионной температур, E_0 — амплитуда напряжённости электрического поля ВН. Декремент v определяется частотой соударений электронов v_e , затуханием Ландау на тепловых электронах γ_L и фотоэлектронах γ_{ph} : $v = v_e + 2\gamma_L + 2\gamma_{ph}$. Порог и инкремент модуляционной неустойчивости также определяются формулой (2) с заменой F_m на $(1 + T_i/T_e)$.

Регулярная неоднородность ионосферной плазмы слабо влияет на значение E_{th} , так как критерий

$(kL)^{-1} \ll v/\omega_0$ ($L = N_e (dN_e/dz)^{-1}$ — характерный масштаб неоднородности, z — расстояние от точки отражения ВН) [18] в ионосферных условиях можно считать выполненным. В то же время в неоднородной среде — ионосфере — существенным становится эффект разбухания поля ВН: порог СПН по мощности ВН минимален (а инкремент — максимален) в первых максимумах стоячей волны (функции Эйри) вблизи точки отражения ВН. Поскольку вблизи точки отражения обыкновенной волны $\omega_0 = \omega_{pe}$, при

$$\omega_0^2 - \omega_{pe}^2 \ll \omega_0 \omega_{ce} \sin^2 \frac{\alpha}{2} |\cos \alpha| \quad (\alpha = \mathbf{k}_0 \mathbf{B}_0) \quad (3)$$

ВН поляризована практически вдоль геомагнитного поля ($\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{a}_0 \parallel \mathbf{B}_0$) [17], а резонансный конус (1), в котором могут существовать плазменные (ленгмюровские) волны, прижат к направлению магнитного поля ($|\theta| < |\theta_{res}|$, см. (1)), здесь возбуждается одномерная турбулентность: волновые векторы ПВ и ионно-звуковых возмущений параллельны магнитному полю \mathbf{B}_0 . В этом случае инкремент индуцированного рассеяния максимален при

$$\Omega_m = \beta_m k_m V_{T_{e,i}}, \quad k_m \approx \left[\frac{2(\omega_0^2 - \omega_{pe}^2)}{3V_{T_e}^2} \right]^{1/2} \approx \frac{(z/3L_0)^{1/2}}{d_e}. \quad (4)$$

Здесь $V_{T_{e,i}} = (T_{e,i}/m_{e,i})^{1/2}$ — тепловые скорости электронов и ионов, $z = h_r - h$ — расстояние от точки отражения ВН, $d_e = V_{T_e}/\omega_{pe}$ — дебаевский радиус, коэффициент $\beta_m \sim 1$ зависит от отношения T_e/T_i . Нарастание плазменных волн с $\omega = \omega_0 - \Omega$ приводит к их каскадной перекачке по спектру вниз по частоте (и по модулю k) и к возникновению узких ($\delta\omega/\Omega \ll 1$) спектральных пиков (сателлитов) [20–22, 69, 70], отстоящих друг от друга по частоте на $\approx 2\Omega_m$. При перекачке от s -го к $(s+1)$ -му сателлиту волновое число уменьшается на $\Delta k \sim (m_e/m_i)^{1/2} d_e^{-1}$, причём $\mathbf{k}_s \uparrow \downarrow \mathbf{k}_{s+1}$.

При большой мощности ВН область возбуждения СПН расширяется вниз от точки отражения ВН вплоть до высот h_L , где становится существенным затухание Ландау ленгмюровских волн на тепловых электронах ($\gamma_L \gg v_e$), и порог неустойчивости резко увеличивается. На меньших высотах $h_L < h < h_r$, где $\omega_0 > \omega_{pe}$, резонансный конус (1) "раскрывается". Кроме того, на условия возбуждения СПН существенное влияние оказывает угол наклона магнитного поля к вертикали в ионосфере. Так, в условиях Аресибо при вертикальном падении ВН на ионосферу угол $\alpha_I \approx 47^\circ$ (α_I — угол между магнитным полем и вертикалью). В этом случае практически во всей области плазменного резонанса ($h > h_L$) выполняется неравенство (3), и $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}$. На стендах в Боулдере (шт. Колорадо, США) ($\alpha_I \approx 22^\circ$), "Сура" ($\alpha_I \approx 18,5^\circ$), HAARP ($\alpha_I \approx 14^\circ$) и EISCAT ($\alpha_I \approx 12^\circ$) при удалении от точки отражения вниз выполняется неравенство, обратное (3), поляризация ВН становится почти круговой с $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{B}_0^2$. В результате в процессе СПН становится возможным возбуждение плазменных волн с широким угловым спектром вплоть до $\theta = \pi/2$.

² Более строго поляризация О-волны вблизи точки отражения в условиях экспериментов по воздействию рассчитывалась, например, в [71–74].

Падение интенсивности ВН в глубь плазмы за счёт отбора энергии плазменными волнами при развитии индуцированного рассеяния оказывается существенно более медленным (по высоте), чем увеличение интенсивности за счёт разбухания поля [22]. Таким образом, при развитии СПН плазменная турбулентность занимает весь объём, где превышен порог неустойчивости в момент включения ВН. Наибольшие потери энергии ВН должны иметь место вблизи её точки отражения в первых максимумах стоячей волны (функции Эйри).

Далее, при достаточных мощностях ВН в процессе перекачки энергии в область малых k плотность энергии ПВ в s -м спутнике W_s может превысить порог модуляционной неустойчивости $W_s/N_e T_e > 3k^2 d_e^2$, приводящей к запырению ПВ в мелкомасштабных образованиях — кавитонах, к перекачке ПВ по спектру в область больших k и к ленгмюровскому коллапсу (сильная ленгмюровская турбулентность). Кавитоны в магнитном поле имеют вид образований, вытянутых поперёк магнитного поля [75]. В условиях ионосферы их характерный продольный размер (вдоль \mathbf{B}_0) должен составлять 1–10 м [76]. Согласно [75], в процессе коллапсирования восстанавливается симметричная форма каверны, при $\delta N_e > \omega_{ce}^2/\omega_{pe}^2$ (δN_e — относительное возмущение плотности плазмы в каверне) магнитное поле перестаёт влиять на коллапс.

Такой сценарий развития СПН исследовался многочисленными авторами как в приближении слабой турбулентности (ПсТ), когда считается, что справедливо линейное дисперсионное уравнение плазменных волн, а нелинейность ответственна только за их взаимодействие [77], так и в приближении сильной турбулентности (ПСТ), при которой нелинейность существенным образом меняет дисперсионные свойства волн [75, 78]. В ПСТ рассмотрение проводится в рамках модели Захарова [78], включающей в себя уравнение для медленно меняющейся амплитуды электростатических волн в присутствии поля накачки и возмущений плотности и уравнение для возмущений плотности (ионно-звуковых волн).

С начала 1990-х гг. была опубликована большая серия работ по теории и численному моделированию ленгмюровской турбулентности в рамках ПСТ в приложении к ионосферным экспериментам (см., например, [67] и ссылки там). В частности, определены рамки применимости ПсТ [79, 80], развита теория для случая изотермической плазмы [81], учтены неоднородность спектра ПВ и пространственная неоднородность среды, проведён более корректный учёт влияния магнитного поля [82]. Рассчитаны спектры ПВ и спектры электромагнитного излучения из области генерации ленгмюровской турбулентности ИРИ [83, 84], развита схема полномасштабного моделирования сильной турбулентности с учётом большой разницы характерных временных и пространственных параметров электромагнитных, плазменных волн и низкочастотных возмущений [73, 84], подтверждён результат ПсТ о наибольших потерях энергии ВН вблизи точки отражения. Наиболее подробное сопоставление численного моделирования в рамках ПСТ с экспериментом дано в работах [67, 74]. Однако не все экспериментальные результаты к настоящему времени удалось интерпретировать в рамках ПСТ.

2.2. Результаты экспериментов

В эксперименте СПН проявляется в виде эффекта стрикционного самовоздействия (ССВ) волны накачки

(быстро, за несколько миллисекунд, уменьшения амплитуды отражённого сигнала ВН из-за отбора энергии плазменными волнами) и генерации электромагнитных волн — узкополосной компоненты (Narrow Continuum, NC) ИРИ с основной долей энергии в области отрицательных отстроек от $f_0 - 40 \text{ кГц} \lesssim \Delta f = f_{\text{SEE}} - f_0 < 0$ [52, 85–87]. Появление интенсивных ленгмюровских волн вблизи уровня отражения мощного радиоизлучения регистрируется также радаром некогерентного рассеяния. В данном разделе мы не приводим рисунков по результатам экспериментов на радаре, отсылая читателя к обзорам [3, 64, 67].

Наиболее удобен для изучения СПН и перехода к дальнейшим стадиям развития ИИТ режим воздействия на ионосферу импульсами с достаточно малой длительностью, 10–500 мс, и большой скважностью (малой средней мощностью, см. введение, п. 1). Пример ССВ, осциллограммы ИРИ при $\Delta f = -16 \text{ кГц}$ и коротких диагностических импульсов, используемых для измерений регулярного (линейного) поглощения, при малой эффективной излучаемой мощности ВН $P_0 = 20 \text{ МВт}$ приведены на рис. 1.

Периодические острые пики на рис. 1, так же как и на последующих рисунках, определяются реакцией приёмной аппаратуры на фронты сигнала волны накачки при его многократном отражении от ионосферы. Уменьшая в процессе эксперимента P_0 до пропадания ССВ и рассчитывая при этом электрическое поле ВН в первом максимуме стоячей волны с учётом линейного поглощения и реального профиля электронной концентрации, можно определить пороговое поле СПН E_{th} . Далее, по времени релаксации ИРИ после выключения ВН τ_{rel} (рис. 1) можно определить декремент затухания ПВ ν , полагая $\nu = \tau_{\text{rel}}^{-1}$.

Согласно измерениям, проведённым в [88], в различных ионосферных условиях пороговое поле эффекта ССВ E_{th} варьируется в пределах 220–750 мВ м⁻¹, а после выключения ВН ИРИ релаксирует с характерными декрементами $\nu \sim 400 - 2200 \text{ с}^{-1}$. Зависимость E_{th} от f_0 и ν практически совпадает с теоретической, следующей из (2): $E_{\text{th}} \sim (f_0 \nu)^{0.5}$. При этом в вечерние часы пороговые поля и декременты определяются частотой столкновения электронов ν_e , тогда как днём значения E_{th} и ν значительно увеличиваются, что естественно связать с бесстолкновительным затуханием плазменных волн на фотоэлектронах γ_{ph} [88].

Пример характерной спектрограммы ИРИ на начальной стадии воздействия ВН на ионосферу и временной ход интенсивности (E_r^2) отражённого от ионосферы сигнала ВН приведён на рис. 2 ($f_0 = 6778 \text{ кГц} \sim 5f_{ce}$, $P_{\text{eff}} = 180 \text{ МВт}$, стенд "Сура") [51, 52]. На рисунке 3 показана последовательность спектров ИРИ на различных временах после включения ВН. Поведение отражённого сигнала ВН и осциллограммы ИРИ на различных отстройках Δf при вертикальном воздействии для максимально доступных в настоящее время мощностей воздействия $P_{\text{eff}} \sim 1,7 - 1,8 \text{ ГВт}$ при $f_0 = 5,45 \text{ МГц}$ (стенд НААРП) показаны на рис. 4 [89]. В течение некоторого времени τ_0 после прихода отражённого сигнала ВН величина E_r^2 (и, следовательно, интенсивность ВН после прихода её переднего фронта в область взаимодействия ВН с ионосферой) остаётся неизменной, что должно соответствовать линейной стадии СПН ($E_0 = \text{const}$, $E_1 \propto e^{\nu t}$). С ростом мощности ВН длительность линей-

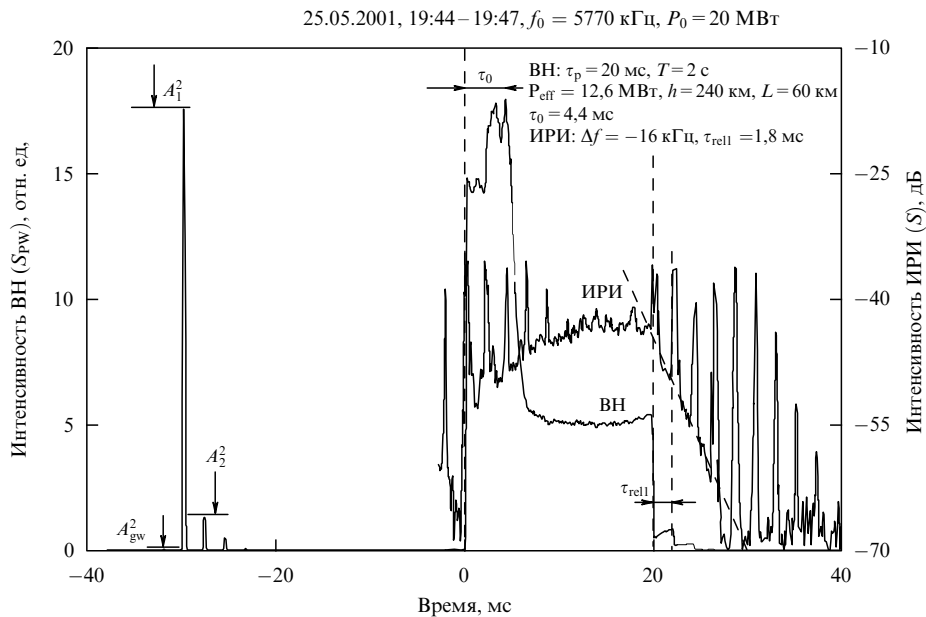


Рис. 1. Осциллограммы сигналов ВН и ИРИ для отстройки $\Delta f = -16$ кГц после усреднения по 100 импульсам ВН длительностью τ_p , с периодом повторения T . Здесь A_{gw} — амплитуда земной волны, L — характерный пространственный масштаб F-слоя, $P_{eff} = P_0 \exp(-\Gamma)$, P_0 — излучаемая мощность, Γ — линейное поглощение, определяемое по отношению первого и второго отражений, A_1 и A_2 . Стенд "Сура". Указано летнее московское время (UTC + 4 ч) [88].

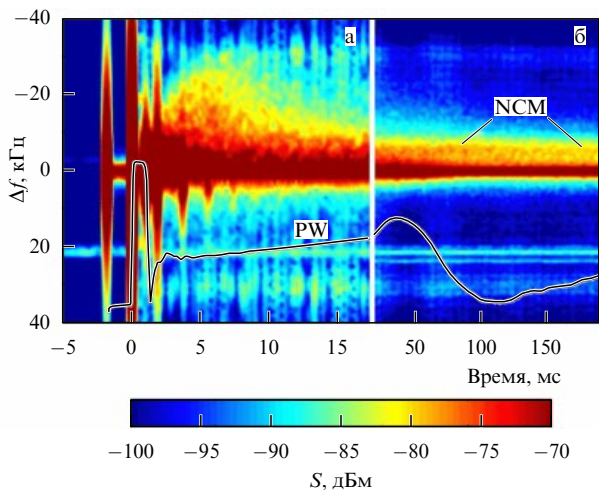


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Спектрограмма ИРИ, полученная в результате фурие-анализа за первые 20 мс (а) и 200 мс (б) воздействия ВН на ионосферу с частотным разрешением $\delta f = 1,25$ кГц и сдвигом спектров через каждые 50 мкс. Стенд "Сура", 26.09.1998, $f_0 = 6778$ кГц $\approx 5f_{ce}$. Интенсивность ИРИ S усреднена по 12 импульсам ВН. Периодические (с периодом около 2 мс) пики амплитуды сигнала связаны с широкими крыльями спектра фронтов импульса ВН при его включении и выключении, а также при многократном отражении от ионосферы. Кривая в нижней части рисунка демонстрирует поведение интенсивности сигнала волны накачки (PW) во времени (10 дБ на деление). NCM — Narrow Continuum Maximum [52].

ной стадии СПН уменьшается от $\tau_0 \sim 4-5$ мс при $P_{eff} \sim 12$ МВт до $\tau_0 \sim 0,1-0,2$ мс при $P_{eff} \sim 1,7$ ГВт, а глубина подавления ВН при развитии ССВ увеличивается соответственно от 12 до 35 дБ. При таком подавлении отражённого сигнала стоячая структура ВН должна разрушаться за время $t \gtrsim \tau_0$, на что справедливо указывалось в [19, 22].

К сожалению, в работах по численному моделированию в рамках ПСТ используется зависимость электри-

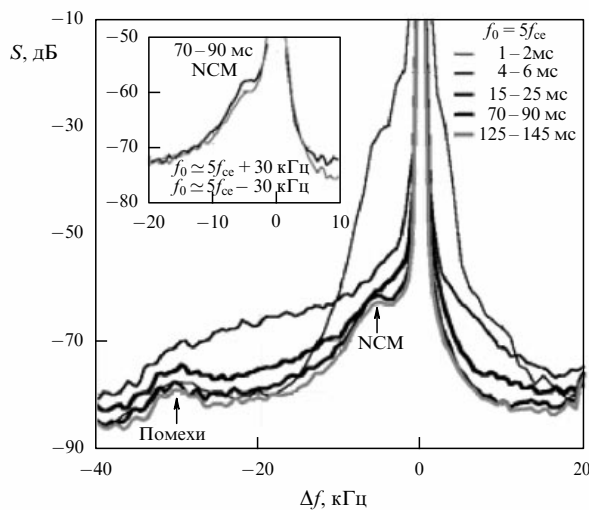


Рис. 3. Динамика спектров NC-компоненты ИРИ после включения волны накачки.

ческого поля ВН от высоты h в виде стоячей волны, что затрудняет интерпретацию наблюдаемых эффектов. Следует отметить, что подавление ВН на стадии ССВ на низких широтах (стенд в Аресибо) оказывается существенно меньшим, чем в средних и высоких широтах ("Сура", HAARP, EISCAT). Это связано, по всей видимости, с меньшим разбуханием поля $\propto (\sin \alpha_I)^{-2/3}$ вблизи точки отражения ВН.

Вместе с развитием ССВ увеличивается ширина спектра ИРИ, которая достигает максимальных значений через время $t \sim \tau_{max NC} \sim 4-6$ мс (см. рис. 2-4). Спектр ИРИ содержит одну компоненту в области отрицательных отстроек, $\Delta f < 0$, без ярко выраженных максимумов (Narrow Continuum, NC). Эту компоненту называют также NC_p или FNC (ponderomotive [85] или Fast [36] Narrow Continuum). Спектральная интенсивность NC_p

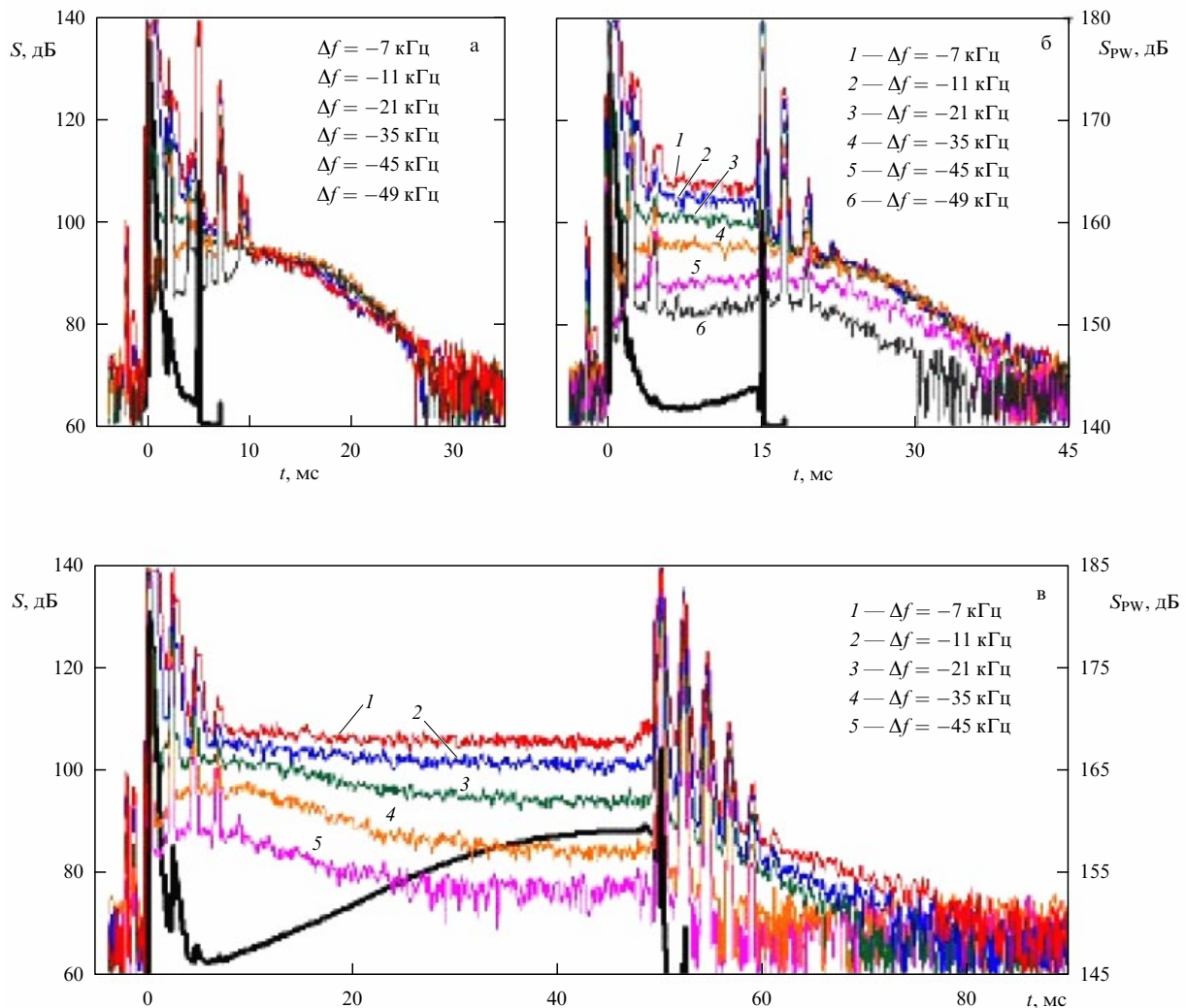


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Осциллограммы волны накачки (жирные линии) и ИРИ на различных отстройках для длительностей импульса ВН $\tau_p=5$ (а), 15 (б) и 50 мс (в). Проведено усреднение по 40 импульсам ВН. Стенд НААРП. 30.03.2011, 15:00–15:13 AST (UTS – 8 ч), $f_0=5420$ кГц [89].

уменьшается с ростом $|\Delta f|$, а полная ширина спектра NC_p при мощностях стенда НААРП может достигать 80 кГц [52, 85, 87, 89]. Расширение спектра ИРИ на стадии ССВ сопровождается уменьшением интенсивности ИРИ на малых $|\Delta f| < 10$ кГц (см. рис. 3). Далее, при $t > \tau_{\max}$ NC интенсивность отражённого сигнала начинает нарастать, а интенсивность и ширина спектра ИРИ уменьшаются (overshoot-эффект, см. рис. 2). Кроме того, отражённый сигнал ВН испытывает квазипериодические затухающие осцилляции (пички) с нарастающим периодом $T \sim 0,05-0,5$ с (см. рис. 2). При длительности импульса ВН $t > 15$ мс в спектре NC начинает различаться спектральный максимум ИРИ (ponderomotive Narrow Continuum Maximum, NCM) при отстройках Δf от -4 до -6 кГц. Эта компонента хорошо видна в спектре ИРИ при длительном воздействии до развития интенсивных верхнегибридных компонент ИРИ и аномального ослабления ВН.

В соответствии с наблюдениями ленгмюровских волн с помощью радаров некогерентного рассеяния [67, 90, 91], спектральная компонента плазменной линии типа continuum на тех же отстройках от f_0 , что и NC_p , наблюдается на высотах несколько ниже точки отражения ВН (на рас-

стояниях, не превышающих нескольких сотен метров) в течение первых 10–15 мс воздействия. Одновременно в спектре ПВ наблюдается так называемая свободная мода (free mode) с частотой $f > f_0$. В рамках существующих моделей эти моды связываются с режимами сильной турбулентности. Позднее (через 20–30 мс) в плазменной линии преобладают спектры типа последовательности эквидистантных спутников, которые регистрируются на больших удалениях от точки отражения ВН.

Такие спектры связываются с каскадной перекачкой энергии плазменных волн в область низких частот в ПСТ. В то же время количество спутников оказывается меньшим, чем предсказывает ПСТ, что соответствует рассмотрению, проведённому в [79]. Радарные наблюдения плазменной линии выделяют плазменные (ленгмюровские) волны с фиксированной длиной волны $\lambda = \lambda_{\text{рад}}/2$, распространяющиеся вдоль луча радара, тогда как природа ИРИ интегральна: в его генерацию на данной частоте f вносит вклад весь пространственный спектр плазменных волн на всех высотах, где развивается СПН. Поэтому форма спектра NC_p не может служить подтверждением режима сильной турбулентности. Кроме того, NC_p наблюдается вблизи порогов генерации

плазменной турбулентности, где должно работать ПсТ, а какие-либо свидетельства генерации ИРИ, связанного со свободной модой, отсутствуют.

На основе многочисленных экспериментальных данных, полученных в основном на стенде "Сура", можно утверждать, что ССВ волны накачки и свойства компонент ИРИ (NC (NC_p) и NCM), генерируемых на начальной и промежуточной стадиях воздействия, не зависят от соотношения частоты ВН f_0 и гармоник электронной циклотронной частоты sf_{ce} , по крайней мере для $s = 4, 5$ [52, 58, 92, 93], и, следовательно, связаны с генерацией ленгмюровских волн, распространяющихся вдоль или под малыми углами к геомагнитному полю \mathbf{B}_0 (см. раздел 4).

Как видно из рис. 4, релаксация ИРИ после выключения ВН протекает в два этапа: вначале имеет место быстрая релаксация излучения для малых $|\Delta f|$ и появление временной задержки её начала либо её замедление на низкочастотном краю спектра ИРИ, затем характерное время спада интенсивности ИРИ для различных $|\Delta f|$ выравнивается и составляет $\tau_d \sim 2-4$ мс $\lesssim v_e^{-1}$. С ростом длительности импульса воздействия от 5 до 50 мс, с развитием overshoot-эффекта и увеличением наклона спектра ИРИ первая стадия релаксации становится менее выраженной и наблюдается в области меньших $|\Delta f|$. Такое поведение, наряду с расширением и уплотнением спектра после включения ВН, естественно интерпретировать как перекачку энергии плазменных волн, ответственных за его генерацию, в область низких частот, что типично для ПсТ. Для случая индуцированного рассеяния на ионах решение уравнений ПсТ для динамики спектра плазменных волн представляет собой простую волну в ω -пространстве в среде с диссипацией [77, 89, 94] и описывает основные особенности динамики спектра плазменных волн. Зависимость релаксации ИРИ от длительности импульса можно связать, по-видимому, с различной формой спектра плазменных волн в момент выключения ВН.

Причиной восстановления уровня отражённого сигнала ВН, его квазипериодических осцилляций, overshoot-эффекта для NC_p и появления NCM на его фоне может служить снижение области генерации СПН со временем. Вследствие разбухания электрического поля волны накачки СПН развивается наиболее быстро вблизи высоты отражения h_r . Разрушение стоячей волны вследствие эффекта ССВ должно создавать плавную зависимость амплитуды электрического поля ВН от высоты, и ленгмюровская турбулентность должна заполнять весь интервал высот, включая минимумы стоячей волны. Кроме того, ленгмюровские волны будут распространяться вниз от точки отражения, получая при этом дополнительную энергию от волны накачки. Наряду со снижением фоновой плотности плазмы и, соответственно, уменьшением ω_{pe} , это приведёт к расширению частотного спектра плазменных волн и соответственно NC_p компоненты ИРИ.

Достаточно широкий спектр компоненты NC_p ($\sim 30-80$ кГц) показывает, что генерация ИРИ будет происходить по крайней мере на несколько сотен метров ниже h_r , иначе ИРИ не сможет выйти из ионосферы. Отбор энергии от волны накачки на этих высотах должен приводить к уменьшению её амплитуды вблизи точки отражения, где разбухание поля максимально, и, следовательно, к уменьшению потока энергии распро-

страняющихся вниз ленгмюровских волн, снижению эффективности возбуждения СПН и отбора энергии от волны накачки на меньших высотах, и, следовательно, некоторому увеличению интенсивности отражённого сигнала ВН. Такие пространственно-временные колебания в процессе возбуждения СПН могут соответствовать наблюдаемым квазипериодическим осцилляциям сигнала ВН.

Появление NCM в спектре ИРИ может быть интерпретировано как появление каскадной перекачки при развитии СПН. При этом, согласно (4), отстройка $|\Delta f_{NCM}|$ должна увеличиваться со временем t после включения ВН и с её интенсивностью — в обоих случаях область возбуждения СПН расширяется вниз. Такая картина действительно наблюдалась в эксперименте [52]. Отметим также близость характерных времён начала квазипериодических осцилляций сигнала ВН и генерации NCM в экспериментах [52, 95] с временем появления спектров каскадного типа в плазменной линии в эксперименте [91]. Кроме того, уменьшается дальность (высота) до области генерации плазменной линии приблизительно с тем же темпом в эксперименте [96], что интерпретируется авторами как результат распространения плазменных волн вниз от точки отражения. Предложенная интерпретация, связанная с расширением области генерации, носит качественный характер и требует дальнейшего теоретического рассмотрения пространственно-временной динамики области возбуждения СПН в ионосфере.

В заключение раздела отметим, что в эксперименте [89] регистрация сигналов проводилась в трёх приёмных пунктах, расположенных вдоль геомагнитного меридиана в 11, 83 и 113 км к югу от нагревного стенда НААРР. При вертикальном воздействии максимальная интенсивность ИРИ (NC -компоненты) наблюдалась непосредственно под возмущённой областью ионосферы, заметно уменьшаясь в удалённых пунктах. При воздействии в направлении магнитного зенита (вдоль магнитного поля \mathbf{B}_0 , наклон диаграммы направленности стенда от вертикали к югу на 14°) к 20-й мс в спектрах ИРИ появляется ряд узких эквидистантных максимумов на отстройках ± 8 и ± 16 кГц, более выраженных для удалённых пунктов.

Примеры спектров ИРИ, наблюдаемых на 20-й–50-й мс в трёх пунктах наблюдений, приведены на рис. 5. Формирование узких спектральных пиков происходит на отстройках, близких к нижнегибридной частоте $f_{LN} \approx \sqrt{f_{ce}f_{ci}}$. Процесс их генерации требует дальнейшего детального изучения, но наиболее вероятной причиной их появления является СПН типа распада ВН на верхне- и нижнегибридную волны (ВГ и НГ). Кроме того, в недавних экспериментах на стенде НААРР были обнаружены проявления СПН типа распада ВН с участием потенциальных ионно-циклотронных волн [97] и распада ВН на электромагнитную и ионно-звуковую волны (см. раздел 4 [56, 57, 98]).

3. Тепловая параметрическая (верхнегибридная) турбулентность

3.1. Физические представления

За время $\tau \sim 0,5-5$ с после включения ВН в F-области ионосферы развивается тепловая параметрическая неустойчивость (ТПН), обусловленная омическим нагре-

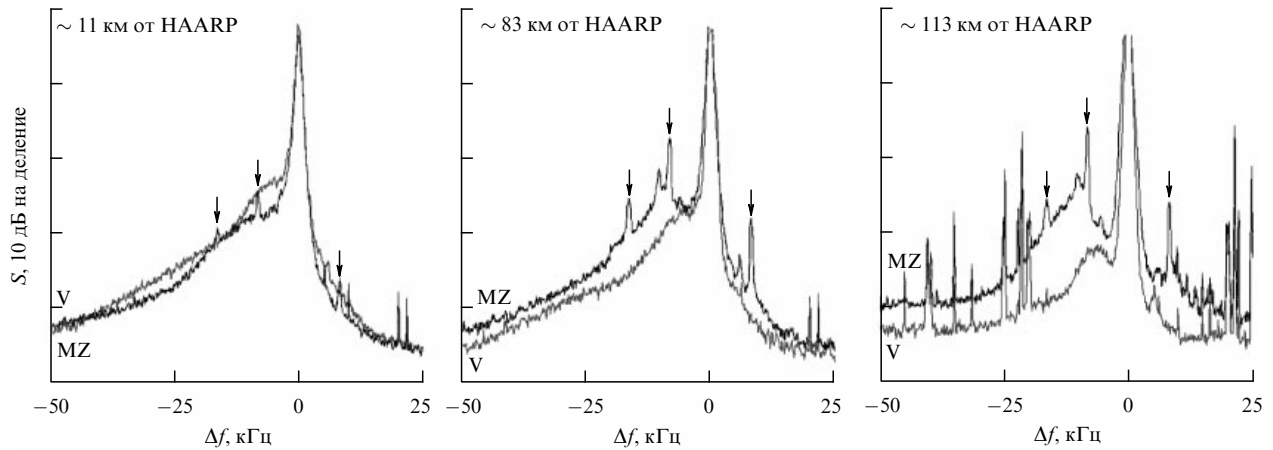


Рис. 5. Спектры ИРИ при вертикальном воздействии (V) и наклоне диаграммы направленности стелла HAARP в магнитный зенит (MZ) для различных пунктов наблюдений на 20-й – 50-й мс воздействия [89].

вом плазмы в суммарном поле ВН и плазменных волн [16, 99]. ТПН приводит к возбуждению Z-моды и/или верхнегибридных ВЧ-плазменных волн и мелкомасштабных ($l_{\perp} < \lambda_0 = c/f_0$) неоднородностей плотности плазмы, сильно вытянутых вдоль геомагнитного поля, — верхнегибридной турбулентности. Тепловая нелинейность оказывается сильнее стрикционной, когда

$$\kappa_{\parallel}^2 l_e^2 \ll 1, \quad \kappa_{\perp}^2 \rho_e^2 \ll 1, \quad \tau \gg \nu_e^{-1}, \quad (5)$$

где κ_{\parallel}^{-1} , κ_{\perp}^{-1} — характерные продольные (вдоль геомагнитного поля \mathbf{B}_0) и поперечные масштабы НЧ-возмущений, $l_e = V_{Te}/\nu_e$ и $\rho_e = V_{Te}/\omega_{ce}$ — длина свободного пробега и гирорадиус тепловых электронов соответственно. При возбуждении ТПН биения ВН и плазменных волн создают неоднородный источник нагрева электронов $Q \propto \nu_e(\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_1)$. Вследствие термодиффузии плазма вытесняется из прогретых областей, и образуются сильно вытянутые вдоль магнитного поля мелкомасштабные неоднородности концентрации плазмы (ММН). Плазменные волны, в свою очередь, возникают в результате рассеяния волны накачки на ММН. В процессе ТПН должны быть выполнены условия синхронизма:

$$\omega_0 = \omega, \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k} \pm \mathbf{\kappa}. \quad (6)$$

Неустойчивость, таким образом, является аperiодической. Сильная вытянутость неоднородностей вдоль геомагнитного поля ($|\kappa_{\parallel}| \ll |\kappa_{\perp}|$) обусловлена резко анизотропным характером процессов переноса в магнитоактивной плазме (ионосфере): диффузия и теплопроводность в поперечном к магнитному полю направлении при $\nu_e, \nu_i \ll \omega_{ce}, \omega_{ci}$ оказываются значительно подавленными [2, 100]. Поскольку $|\mathbf{k}_0| \ll \mathbf{\kappa}$, а $|\kappa_{\parallel}| \ll |\kappa_{\perp}|$, возникающие плазменные волны должны быть почти ортогональны \mathbf{B}_0 , т.е. ТПН развивается вблизи уровня верхнего гибридного резонанса (ВГР) волны накачки, где

$$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 = \omega_{UH}^2. \quad (7)$$

Пороговое поле ТПН в однородной плазме оказывается существенно ниже порога СПН и определяется выражением [16]

$$\frac{E_{th}^2}{8\pi N_e T_e} = \frac{1}{|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1|^2} \frac{\delta \nu_e}{\omega_0} (1 + \kappa_{\parallel}^2 L_{T\parallel}^2 + \kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2), \quad (8)$$

где $\delta \nu_e$ — характерное время установления электронной температуры в плазме; $\delta \ll 1$ — доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжелой частицей (ионом или нейтралом); $L_{T\parallel} = l_e/\sqrt{\delta}$ и $L_{T\perp} = \rho_e/\sqrt{\delta}$ — характерные длины продольной и поперечной теплопроводности электронов. Таким образом, порог ТПН в однородной плазме много ниже порога СПН.

Пороговое поле ТПН в регулярно неоднородной плазме (ионосфере) можно оценить из простых энергетических соображений, поскольку оно определяется балансом поступления и потерь энергии. Действительно, размер области выделения энергии (нагрева плазмы) в этом случае будет определяться длиной области взаимодействия ВН, плазменных волн (Z-моды) и ММН (масштабом синхронизма, matching conditions) $l_{mc} = (1/\pi) |\partial \Delta k(z_{mc})/\partial z|^{-1/2} \simeq |\partial [k_z(z_{mc})]/\partial z|^{-1/2}$ вблизи точки z_{mc} , где выполнены условия (6) ($\mathbf{k}_0 \parallel z \parallel \nabla N$, $\Delta k = k_0 - k_z = 0$ при $z = z_{mc}$). Распределяется эта энергия будет на длине теплопроводности $L_T = L_{T\parallel}(1 + \kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)^{-1/2} \gg l_{mc}$. Кроме того, время жизни плазменных волн в области взаимодействия (синхронизма) определяется теперь временем их группового распространения $l_{mc}/V_{gz} \ll \nu^{-1}$ через область синхронизма, а не затуханием плазменных волн ν^{-1} . Общее уменьшение эффективности взаимодействия будет, таким образом, характеризоваться фактором $\beta = [l_{mc}/(V_{gz}/\nu)] (l_{mc}/L_T) \ll 1$. Воспользовавшись очевидными соотношениями

$$\left| \frac{\partial k_z}{\partial z} \right| = \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial k_z} \right]^{-1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z},$$

$$|V_{gz}| = \left| \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \right|_{\varepsilon=0} = \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial k_z} \right| \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \right|^{-1},$$

$$\left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right| = \frac{1}{L}, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \approx \frac{2}{\omega}$$

(где $\varepsilon(\omega, k)$ — скалярная диэлектрическая проницаемость) и домножая правую часть (8) на β^{-1} , получим для порога ТПН в неоднородной плазме:

$$\frac{E_{th}^2}{4\pi N_e T_e} \sim \frac{1}{|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1|^2} \frac{L_{T\parallel}}{L} (1 + \kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)^{1/2}. \quad (9)$$

Эта оценка подтверждается более строгим расчётом, выполненным в [101] на основе уравнений амбиполяр-

ной диффузии и электронной теплопроводности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla \hat{D}_a \nabla n - k_T \frac{N_e}{T_{e0}} \nabla \hat{D}_a \nabla T_e = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - \nabla \hat{D}_T \nabla T_e + \delta v_e T_e = Q \quad (11)$$

и уравнений переноса для амплитуд плазменных волн (Z-моды) в приближении геометрической оптики. В (10), (11) N_e и T_{e0} — начальная электронная концентрация и температура, $n \ll N_e$ и $T_e \ll T_{e0}$ — возмущения электронной концентрации и температуры, связанные с ММН; тензоры амбиполярной диффузии \hat{D}_a и теплопроводности $\hat{\chi}_e = N \hat{D}_T$ брались в элементарном приближении, $k_T \sim 1$ — термодиффузионное отношение, δ — доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжёлой частицей [2]:

$$D_{a\parallel} = 2l_i^2 v_{in}, \quad D_{a\perp} = 2\rho_e^2 v_e, \quad D_{T\parallel} = l_e^2 v_e, \quad D_{T\perp} = \rho_e^2 v_e. \quad (12)$$

Зависимость инкремента неустойчивости от $\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2$ при различных $E^2/E_{th, \min}^2$ показана на рис. 6. Минимальный порог неустойчивости наблюдается в области достаточно крупных масштабов $\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2 \ll 1$. При некоторых оптимальных значениях $(\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)_{opt}$, зависящих от E^2/E_{th}^2 , инкремент γ максимален. При достаточно больших значениях максимального инкремента ($\gamma_{max} \gg \delta v_e$) и при $(\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)_{opt} \gg 1$ справедливы следующие выражения:

$$\begin{aligned} \gamma_{max} &\approx 0,6 \delta v_e \left(\frac{E_0}{E_{th, \min}} \right)^4 \quad \text{при } (\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)_{opt} \ll 1 \\ &\approx 0,75 \left(\frac{E_0}{E_{th, \min}} \right)^4. \end{aligned} \quad (13)$$

Такое поведение порога и инкремента неустойчивости в зависимости от $\kappa_{\perp} L_{T\perp}$ определяется балансом усиления вытеснения плазмы из прогретых областей вследствие термодиффузии (третий член в левой части уравнения (10)) и усиления диссипации ММН вследствие поперечных амбиполярной диффузии и теплопроводности (вторые члены в левых частях уравнений (10), (11)) при увеличении κ_{\perp} (уменьшении поперечного масштаба ММН).

Следует отметить, что система уравнений двухжидкостной гидродинамики, описывающая перенос частиц в частично ионизованной плазме в магнитном поле [2, 100], сводится к одному уравнению для концентрации n —

уравнению амбиполярной диффузии (10) — лишь в некоторых специальных случаях [102, 103], например, в плазме с достаточно высокой степенью ионизации:

$$m_e v_{ei} > m_i v_{in} \quad (14)$$

(v_{ei} , v_{in} — частоты столкновений электронов с ионами и ионов с нейтралами) или для сильно вытянутых вдоль магнитного поля возмущений концентрации:

$$\frac{l_{\parallel}}{l_{\perp}} > \frac{l_e}{\rho_e}. \quad (15)$$

В то же время, согласно [104], точечные возмущения концентрации расплываются униполярным образом. Дополнительные математические трудности возникают при рассмотрении неоднородностей с поперечными масштабами $l_{\perp} < \rho_i$ ($\rho_i = V_{Ti}/\omega_{ci}$ — радиус циклотронного вращения ионов). Уравнения, описывающие эволюцию возмущений плотности и электронной температуры в этом предельном случае, полученные в [105], имеют существенно более сложный вид, чем (10), (11). Важную роль в динамике неоднородностей играют непотенциальность возбуждающихся низкочастотных электрических полей и различные НЧ-нелинейности [105–108].

В типичных условиях ионосферы характерное время установления электронной температуры $(\delta v_e)^{-1}$ составляет ~ 30 с, а характерная длина поперечной теплопроводности $L_{T\perp} = \rho_e/\sqrt{\delta} \sim 2,5$ м.

Из (8), (9) следует, что при прочих равных условиях пороговое поле определяется скалярным произведением векторов поляризации ВН и плазменной волны $|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1|$. Поскольку $\mathbf{a}_1 \parallel \mathbf{k}$, $\kappa \approx k$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$, эффективное взаимодействие между ВН, плазменной волной и ММН происходит только в том случае, когда электрическое поле ВН имеет достаточно большую компоненту, ортогональную магнитному полю, $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{B}_0$, т.е. в области ВГР (7) для ВН должно быть выполнено квазипродольное приближение (неравенство, обратное (3)) [17]:

$$\omega_0 \sin^2 \alpha > 2 |\omega_{ce} \cos \alpha|, \quad \alpha = \angle \mathbf{k} \mathbf{B}_0. \quad (16)$$

При квазипоперечном распространении ВН в области ВГР $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$, $|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1| \rightarrow 0$, взаимодействие ВН с ПВ в области ВГР существенно ослабляется, и определяющими становятся эффекты, связанные с СПН. Такая ситуация имеет место в экспериментах в Аресибо.

Кроме того, эффективность развития ТПН существенно ослабляется вблизи гирогармоник при $\omega_0 \approx s \omega_{ce}$, поскольку существование поперечных ($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$) плазменных волн в ионосфере в области двойного резонанса,

$$\omega^2 = \omega_d^2 = \omega_{UH}^2 = s^2 \omega_{ce}^2, \quad (17)$$

запрещено [109–111]. Этот факт легко проиллюстрировать с помощью приближённого дисперсионного уравнения поперечных плазменных волн (в нём не учтены поправки к частоте верхнегибридных волн, связанные с их непотенциальностью ($\propto \omega^2/c^2 k^2$) и тепловым движением электронов ($\propto k^2 V_{Te}^2/\omega^2$):

$$[\omega^2 - \omega_{UH}^2(z)] [\omega_l^2 - s^2 \omega_{ce}^2(z)] = c(s) \omega_{ce}^2 \omega_{pe}^2 (k \rho_e)^{2(s-1)}, \quad (18)$$

где $c(s)$ — коэффициент порядка единицы, зависящий от номера гармоники s . Видно, что решения (18) с $k^2 > 0$, соответствующие распространяющимся волнам, суще-

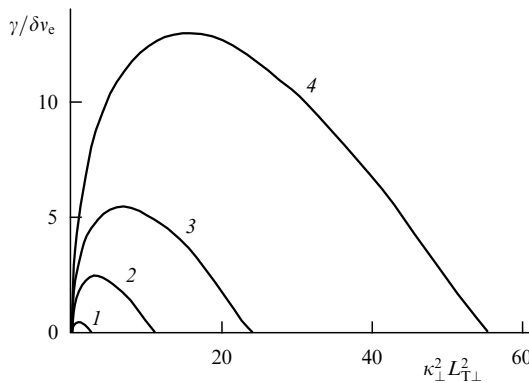


Рис. 6. Зависимость инкремента ТПН от $\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2$ при значениях $E^2/E_{th, \min}^2$, равных 2 (кривая 1), 3,5 (кривая 2), 5 (кривая 3) и 7,5 (кривая 4) [62].

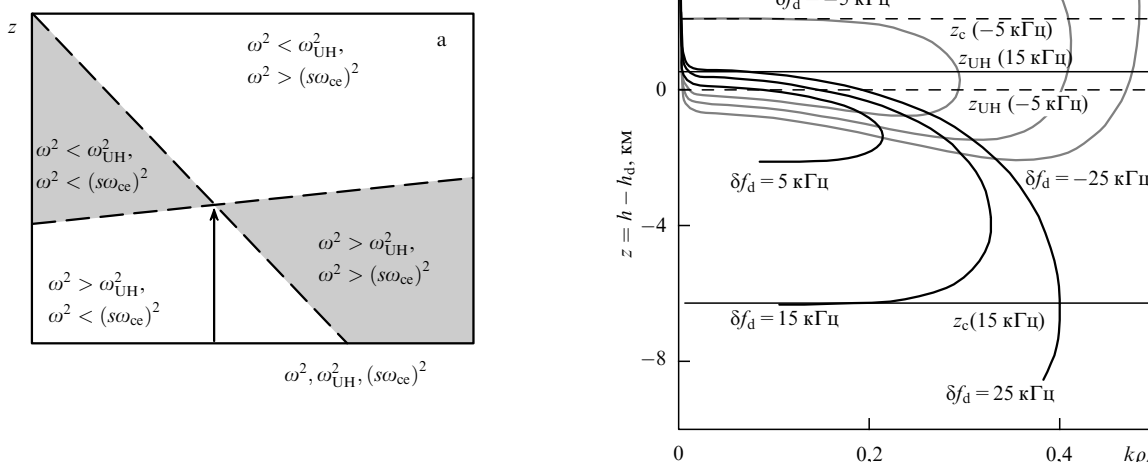


Рис. 7. (а) Схематическая иллюстрация областей существования плазменных волн (заштрихованные области), распространяющихся поперёк магнитного поля в ионосфере ниже максимума F-слоя в соответствии с дисперсионным уравнением (18). Вертикальная стрелка соответствует $\omega = \omega_d$, при этом поперечные плазменные волны не существуют. (б) Зависимости поперечного волнового числа плазменной волны от высоты z в окрестности двойного резонанса $z = 0$ при различных отстройках частоты плазменной волны от частоты двойного резонанса $\delta f_d = f - f_d$ [58]. Горизонтальными линиями показаны высоты, при которых частоты плазменных волн с $\delta f_d = -5$ кГц (штриховые линии) и $\delta f_d = 15$ кГц (светлые сплошные линии) совпадают с верхнегибридной частотой (z_{UH}) и четвёртой электронной giroгармоникой (z_c).

ствуют только при условии, что выражения в скобках в левой части уравнения (18) имеют одинаковые знаки (при $\omega > \omega_{UH}$, ω_{ce} или $\omega < \omega_{UH}$, ω_{ce} , т.е. между верхнегибридным и кратным циклотронным резонансами, затемнённые области на рис. 7а). При совпадении частоты волны с частотой двойного резонанса на некоторой высоте h_d существование поперечных плазменных волн невозможно, поскольку левая часть (18) отрицательна на всех высотах, и при $\omega_0 = \omega_d(h_d)$ ТПН не возбуждается.

Из зависимости $k(z = h - h_d)$ при $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$ при различных $\delta\omega = 2\pi\delta f = \omega - \omega_d$ с учётом теплового движения (тензор диэлектрической проницаемости вычислялся в кинетическом приближении) и электромагнитных поправок $\propto \omega^2/c^2k^2$ (рис. 7б) видно, что полного запрета на поперечное распространение при $\omega = \omega_d$ нет, поскольку при $k \rightarrow 0$, $\omega < \omega_{UH}$ имеет место переход к зависимости $k(z)$, соответствующей Z-моду. Тем не менее при $\omega \rightarrow \omega_d$ область существования плазменных волн с достаточно большими k_{\perp} , распространяющихся поперёк или почти поперёк магнитного поля, уменьшается как в реальном пространстве, так и в пространстве волновых векторов. При $\omega \approx \omega_d$ на плоскости $\{\omega; k_{\perp}\}$ появляются запрещённые зоны, в которых существование плазменных волн невозможно, поскольку набег их фазы при распространении вдоль оси z между точками поворота, определяемыми соотношением $k_{\parallel} = 0$ (пересечения кривых, приведённых на рис. 7б, с вертикальными линиями, соответствующими $k_{\perp} = \text{const}$), оказывается меньше π [110, 111]. Наличие таких зон в области двойного резонанса в ионосфере, наряду с увеличением циклотронного затухания [93], служит одной из причин значительного ослабления взаимодействия мощных радиоволн с ионосферной плазмой, в том числе возбуждения ТПН при $\omega_0 \approx s\omega_{ce}$. При некотором удалении частоты ВН ω_0 от $s\omega_{ce}$ слабая регулярная неоднородность магнитного поля приводит к появлению максимума в зависимости $k(z)$ (рис. 7б) и, как следствие, поскольку при этом $|\partial\varepsilon/\partial z| = 1/L \rightarrow 0$, к существенному увеличению длины синхронизма l_{mc} . Это влечёт за собой заметное (до 10 раз) снижение порога

ТПН по сравнению с далёким от резонанса случаем [109, 112].

Поскольку $l_{mc} \ll (V_{gz}/v)$, L_T , z_L ($z_L = h_r - h_L$ — размер области существования ПВ), взаимодействие между ВН, ММН и плазменными волнами сосредоточено в узкой окрестности точки синхронизма z_{mc} , причём в плавно-неоднородной среде существует однозначная зависимость z_{mc} от величины волнового вектора неоднородности \mathbf{k} (при $\mathbf{B}_0 \parallel z$ — от $|\mathbf{k}|$) и от частоты ВН ω_0 . Эта зависимость определяется дисперсионным соотношением для плазменных волн $\omega = \omega(\mathbf{k}, N_e, \mathbf{B}_0)$ при выполнении условий (6), и источник нагрева $Q(z) \propto \delta(z - z_{mc}(\mathbf{k}, \omega_0))$ ($\delta(z)$ — дельта-функция Дирака).

На развитой стадии ТПН, с ростом амплитуды ММН Δn (при $\delta n = \Delta n/N_e > v_e/\omega_0$) и плазменных волн, нагрев электронов плазменными волнами $Q_1 \propto v_e |\mathbf{E}_1 \mathbf{E}'_1|$ становится более эффективным, чем нагрев при взаимодействии ВН и плазменных волн Q . Подключение источника Q_1 ведёт к более интенсивному нарастанию возмущений плотности и трансформации энергии из ВН в плазменные волны. Процесс приобретает характер взрывной неустойчивости ($\Delta n \propto (t - t^*)^{-1}$, t^* — характерное время). Такую неустойчивость авторы [15, 61] назвали резонансной неустойчивостью. Наличие в плазме начальных НЧ-возмущений (δn_0) приводит, в силу указанных обстоятельств, к снижению порога ТПН:

$$\frac{E_{th,1}^2}{E_{th}^2} = \frac{-1 + \sqrt{1 + \omega_0^2 \delta n_0^2 / 2v_e^2}}{\omega_0^2 \delta n_0^2 / 4v_e^2}. \quad (19)$$

Здесь E_{th}^2 — минимальное пороговое поле (при $k_{\perp} \rightarrow 0$), определяемое выражением (8). Видно, что при малых начальных возмущениях плотности, $\delta n_0 \ll v_e/\omega_0$, порог ТПН (18) совпадает с (8). При $\delta n_0 \gg v_e/\omega_0$ порог полностью определяется начальными возмущениями и совпадает с порогом резонансной неустойчивости.

При достаточно большой интенсивности ММН ($\omega^4 \delta n^2 \gg \omega_{ce}^4$) необходимо также учитывать многократное рассеяние плазменных волн на вытянутых неодно-

родностях, приводящее к растеканию их энергии по большому фазовому объёму пространственных масштабов. В результате спектральная плотность энергии ПВ оказывается практически равномерно распределённой в интервале $[0, (k_{\perp \max})]$, где $k_{\perp \max}$ — максимально возможное значение поперечного волнового числа ПВ, определяемое из дисперсионного уравнения ПВ [62, 109]. Таким образом, если на начальной стадии ТПН возбуждаются плазменные волны с волновыми векторами, почти ортогональными магнитному полю ($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$), то на развитой стадии ТПН угловой спектр ПВ существенно расширяется. Кроме того, плазменные волны оказываются настолько интенсивными, что сами играют роль накачки, и возникает перекачка энергии по частотному спектру, подобно тому как это имеет место в СПН [113, 114].

Насыщение ТПН в ионосферной плазме определяется пространственным затуханием (аномальным ослаблением, АО) волны накачки из-за рассеяния последней в плазменные волны на ММН с пространственным спектром интенсивности $n_{\mathbf{k}}^2$

$$W_0(z) = W_0(z_L) \exp \{ - \Gamma(z(\mathbf{k})) \},$$

$$\Gamma(z(\mathbf{k})) \approx \int_{\kappa(z)}^{\infty} \frac{\pi \omega_0 L}{2V_0} n_{\mathbf{k}}^2 d\mathbf{k}. \quad (20)$$

Здесь V_0 — групповая скорость ВН, $\Gamma(z)$ — "текущее" аномальное ослабление, которое представляет собой аналог оптической толщины в среде с ММН, W_0 — плотность энергии ВН. В плазме с меньшей плотностью N_c условия синхронизма (6) выполняются для больших значений k_{\perp} и κ . Интегрирование в (20) ведётся от $\kappa(z)$ до максимально возможных κ , минимальное значение $\kappa_{\min} \approx \omega_0/c$ определяется дисперсионным уравнением ПВ при подходе снизу к границе квазипролонгового и квазипоперечного распространения (16). Полное аномальное ослабление ВН при распространении через область турбулентности до точки отражения и обратно равно $2\Gamma(\kappa_{\min})$.

Подробно с теорией ТПН на стадии насыщения, построенной в приближении слабой турбулентности, можно ознакомиться в [62] (см. также [115–117]), где вычислены форма пространственного спектра ММН, зависимость их интенсивности от мощности ВН, спектральная плотность плазменных волн в зависимости от высоты h . Эта теория позволяет интерпретировать многие данные эксперимента. В то же время вопрос о применимости такого подхода должен решаться на основе полной системы нелинейных уравнений, описывающих тепловое расслоение плазмы в магнитном поле. В частности, при достаточно больших амплитудах неоднородностей, $\delta n > k^2 d_e^2$, необходимо учитывать их влияние на дисперсионные свойства плазменных волн. При этом следует рассматривать возбуждение тепловой модуляционной неустойчивости верхнегибридных волн и их захват в ММН. В этом случае, как правило, рассматривается захват ВГ-волн в изолированные глубокие неоднородности с заранее заданными параметрами с учётом просачивания волны через границы неоднородности за счёт трансформации в Z-моду, а также связь между соседними неоднородностями через Z-моду. Существенное влияние на форму и амплитуду ММН при их больших амплитудах может оказывать зависимость коэффициентов переноса (диффузии и теплопроводности, см. (12)) от температуры, т.е. учёт низкочастотных нелиней-

ностей. Эти вопросы рассматривались в целой серии работ (см. [118, 119] и ссылки там).

Поскольку высокая плотность энергии плазменных волн обеспечивает формирование их широкого частотного спектра в силу действия стрикционной нелинейности, последняя должна быть включена в рассмотрение при построении теории тепловой параметрической турбулентности. При достаточно больших интенсивностях накачки для описания турбулентности верхнегибридных волн, возникающих в процессе ТПН, необходимо учитывать процессы образования ленгмюровского конденсата, модуляционной неустойчивости и коллапса, связанные со стрикционной нелинейностью. При высокой мощности нагревных стенов порог СПН для поля ВН может быть превышен в области ВГР. В этом случае плазменные волны в области ВГР должны возникать в результате СПН, а ММН будут возникать в результате нагрева плазменными волнами (источник Q_1). Кроме того, ММН должны возникать в результате тепловой самофокусировки ленгмюровских волн (источник нагрева также Q_1), появляющихся в результате развития СПН [14].

Процессы модуляционной неустойчивости, образования солитонов и коллапса в случае верхнегибридных волн рассматривались в [120–123]. Развита теория стрикционных параметрических неустойчивостей верхнегибридных колебаний, захваченных в ММН [119, 124, 125]. Не останавливаясь здесь подробно на анализе перечисленных работ, отметим лишь, что в них не учитывается регулярная неоднородность среды, неоднородность процессов в направлении поперёк магнитного поля (рассматриваются одномерные либо цилиндрически симметричные образования; исключение составляет лишь работа [122], где показана возможность появления мультисолитонных образований для тепловой нелинейности), не учитывается возможность появления "косых" (не ортогональных магнитному полю) волн. Все эти факторы, необходимые для интерпретации результатов эксперимента, продолжают привлекать интерес исследователей и требуют дальнейшего анализа.

3.2. Краткая сводка экспериментальных результатов

В эксперименте ММН проявляются через аномальное ослабление волны накачки и близких по частоте пробных радиоволн с частотами $|f - f_0| < f_0 (L_T |\cos \alpha| / L)$, а также через ракурсное рассеяние КВ- и УКВ-радиоволн. Кроме того, в 1992 г. на стенде в Аресибо был осуществлён запуск геофизической ракеты через возмущённую область ионосферы, где были проведены, по-видимому, единственные к настоящему времени измерения ММН *in situ* [126, 127].

Аномальное ослабление связано с рассеянием ВН на ММН в верхнегибридных волнах и Z-моду и развивается вместе с ММН на фоне восстановления и квазипериодических осцилляций отражённого сигнала ВН. При выполнении условия Брэгга–Вульфа ($\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_s = \pm \mathbf{k}$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$, $\kappa = 2k_1 \sin(\theta_s/2)$, $\theta_s = \angle \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_s$), ракурсное рассеяние обеспечивает распространение волны между корреспондирующими точками, расположенными на пересечении поверхности Земли с поверхностями конусов, на которых расположены волновые векторы падающей \mathbf{k}_1 и рассеянной \mathbf{k}_s ($k_1 = k_s$) волн и ось которых направлена вдоль магнитного поля \mathbf{B}_0 , а вершина лежит в центре рассеивающей области [3, 10, 25]. Пересечение образующих этих конусов с поверхностью Земли определяет сопря-

жённые ракурсные контуры. Сигнал от излучателя, расположенного на одном из контуров, может быть принят в любой точке другого контура, если в спектре размеров неоднородностей имеется составляющая с пространственной частотой $\kappa = 2k_1 \sin(\theta_s/2)$. Между сопряжёнными контурами находится контур обратного рассеяния, для которого $\theta_s = \pi$ $\kappa = 2k_1$. Интенсивность рассеянного сигнала пропорциональна спектральной плотности ММН n_{κ}^2 .

Спектральные и динамические свойства ММН детально описаны в [7, 8, 10, 25, 26, 45–47, 128]. Здесь лишь кратко перечислим некоторые основные свойства верхнегибридной турбулентности. Пороговое поле генерации ММН составляет $E_{th} \sim 40$ мВ м⁻¹, что ниже как теоретических значений для ТПН, составляющих ~ 100 мВ м⁻¹ (9), так и порога СПН. Это объясняется, по-видимому, присутствием начальных, затравочных неоднородностей в ионосфере либо фокусировкой ВН на среднемасштабных неоднородностях и, как следствие, увеличением электрического поля ВН. После включения ВН происходит плавный рост ММН, который через 1–7 с сменяется "взрывной" стадией с характерным временем < 1 с, а затем имеет место плавный (за время порядка нескольких секунд) выход на стационарный уровень. Горизонтальные размеры возмущённой области в ионосфере определяются пороговым полем E_{th} , мощностью нагревного передатчика и диаграммой направленности передающей антенны. В установившемся режиме диаметр возмущённой области варьируется в пределах 50–200 км. Вертикальные размеры Δh области ММН определяются длиной теплопроводности $L_T = L_{T\parallel}(1 + \kappa^2 L_{T\perp}^2)^{-1/2}$ и составляют ~ 15 км для $l_{\perp} = 2\pi/\kappa = 1,5–3$ м, увеличиваясь до 20–30 км для $l_{\perp} = 10–25$ м. При $l_{\perp} = 40–90$ м область, занятая ММН, распространяется вниз от точки отражения ВН более чем на 50 км.

При развитии ММН (через несколько секунд после включения ВН) практически весь поток энергии ВН поглощается в области ВГР волны накачки за счёт аномального ослабления. В результате возбуждение эффекта ССВ и квазипериодических осцилляций интенсивности отражённого сигнала ВН прекращается (более подробно см. раздел 6). Такая ситуация имеет место на субавроральных и среднеширотных стендах, но не в Аресибо, где аномальное ослабление практически не развивается, а источником нагрева электронов, и, следовательно, ММН, наблюдавшихся в экспериментах [126, 127], служат ленгмюровские волны, возникшие в результате развития СПН. Свидетельством генерации ММН в результате тепловой самофокусировки ленгмюровских волн служит эксперимент [129], в котором было обнаружено быстрое (за $\sim 0,2$ с) развитие аномального ослабления пробных волн, высота верхнего гибридного резонанса которых совпадала с высотой отражения ВН.

Вопросам формирования и релаксации спектра ММН посвящён целый ряд теоретических работ [62, 107, 130]. Теоретические расчёты качественно правильно описывают характерные свойства ММН. В то же время многолетние исследования возмущённой области ионосферы с помощью ракурсного рассеяния показали, что параметры ММН заметно изменяются в зависимости от времени суток, геофизических условий и геометрии эксперимента; измерения ММН *in situ* с помощью геофизической ракеты были проведены всего лишь однажды. В процессе исследований был предложен способ восста-

новления интенсивности и формы спектров ММН (параметров эмпирической модели) по результатам измерений и теоретической модели генерации широкополосной компоненты ИРИ (Broad Continuum, BC) без использования одновременных данных ракурсного рассеяния [30, 114, 131] (см. раздел 4).

Для моделирования генерации ИРИ удобнее использовать эмпирическую модель спектра ММН, основанную на данных многочисленных экспериментов по ракурсному рассеянию радиоволн КВ- и УКВ-диапазонов и/или данных ракетного эксперимента. Согласно этой модели, спектральную плотность интенсивности ММН $n_{\kappa}^2(t, z)$ можно представить в виде [30, 45, 127]

$$n_{\kappa}^2 = \Delta n^2(P_{\text{eff}}) \Phi_{\perp}(\kappa_{\perp}) \Phi_{\parallel}(\kappa_{\perp}, z) T_3(t, \kappa_{\perp}, P_{\text{eff}}) T_{\text{rel}}(t, \kappa_{\perp}), \quad (21)$$

где $\Delta n^2(P_{\text{eff}})$ — интегральная интенсивность ММН при длительном непрерывном нагреве ионосферы, зависящая от мощности ВН. $\Delta n^2 \propto (P_{\text{eff}})^{\beta}$, где показатель β в эксперименте варьируется в пределах $\beta \sim 0,3–1$ со средним значением $\bar{\beta} = 0,5$. Функция $\Phi_{\perp}(\kappa_{\perp})$ описывает форму двумерного ($\perp \mathbf{V}_0$) пространственного спектра ММН в стационарном состоянии в центре возмущённой области ионосферы (на высоте ВГР ВН). По данным [7, 45] форма стационарного спектра ММН может быть положена степенной с резкой отсечкой при некотором максимальном значении $\kappa_{\text{max}} = 2\pi/l_{\perp \text{min}}$ ($l_{\perp \text{min}} \sim 0,5–1$ м), $\Phi_{\perp}(\kappa_{\perp}) \propto \kappa_{\perp}^{-p}$, показатель p может изменяться в пределах от 1 до 4, наиболее часто встречаются значения $p \sim 3$. Резкий спад спектральной интенсивности ММН при $\kappa \sim l_{\perp \text{min}}$ наблюдался в экспериментах по ракурсному рассеянию на стенде в Платтевилле [7]. По результатам ракетного эксперимента [126, 127] функция $\Phi_{\perp}(\kappa_{\perp})$ в выражении для спектра ММН была аппроксимирована следующим образом:

$$\Phi_{\perp}(\kappa_{\perp}) = \frac{l_0^2}{(2\pi)^{0,5}} \sin \frac{1,5 \arctan(\kappa_{\perp} l_0)^{-2}}{[1 + (\kappa_{\perp} l_0)^4]^{0,75}}.$$

При $\kappa < 2\pi/l_0$ ($\kappa > 2\pi/l_0$) такой спектр близок к степенному с $p = 0$ ($p = 5$). Функция

$$\Phi_{\parallel}(\kappa_{\perp}, z) = \exp \left\{ -2z^2 \frac{1 + 2\kappa^2 L_{T\perp}^2}{L_{T\parallel}^2} \right\}$$

учитывает изменение интенсивности ММН с высотой h (расстоянием от центра области $z = h - h_{\text{УН}}$, $h_{\text{УН}}$ — высота ВГР ВН). Функция $T_3(t, \kappa, P_{\text{eff}})$ описывает развитие неоднородностей различных масштабов после включения ВН, $T_3(t, \kappa, P_{\text{eff}}) = (1 - \exp\{-t/\tau_3(\kappa, P_{\text{eff}})\})^2$, $\tau_3 = (100/P)(\kappa^*/\kappa)^{0,4}$ — характерное время развития ММН различных масштабов, $\kappa^* = 2\pi/10$ м⁻¹ — масштаб нормировки, t — время после включения ВН. Функция $T_{\text{rel}}(t, \kappa)$ описывает релаксацию (диффузионное расплывание) неоднородностей после выключения ВН:

$$T_{\text{rel}}(t, \kappa_{\perp}) = \begin{cases} 1, & 0 < t < t_0, \\ \exp \left\{ \frac{-2(t - t_0)}{\tau_{\text{rel}}} \right\}, & t_0 < t < t_0 + \tau_{\text{rel}}, \\ \exp \left\{ \frac{-2 - 2(t - (t_0 + \tau_{\text{rel}}))}{(\eta\tau_{\text{rel}})} \right\}, & t > t_0 + \tau_{\text{rel}}. \end{cases} \quad (22)$$

Здесь t_0 — время выключения волны накачки, τ_{rel} — характерное время релаксации ММН с поперечным масштабом $l_{\perp} = 2\pi/\kappa_{\perp}$. Согласно [45], при $\kappa_{\perp} = \kappa^* = 2\pi/l_{\perp}^*$ происходит смена характера релаксации ММН: при $\kappa_{\perp} > \kappa^*$ превалирует поперечная амбиполярная диффузия, $\tau_{\text{rel}} = \tau^*(\kappa^*/\kappa_{\perp})^2$; при больших масштабах $\kappa_{\perp} < \kappa^*$ — продольная, $\tau_{\text{rel}} = \tau^*(\kappa^*/\kappa_{\perp})^{0.5}$. Величина l_{\perp}^* изменяется от дня к ночи и в зависимости от различных геофизических условий. В дневных условиях значение $l_{\perp}^* \sim 6-10$ м, ночью $l_{\perp}^* \sim 3$ м, типичное время релаксации ММН с $l_{\perp} \sim l_{\perp}^*$ составляет $\tau^* = 10$ с днём, а ночью увеличивается примерно в 2 раза. Через время $\sim \tau_{\text{rel}}$ релаксация ММН замедляется [45] в соответствии с нижней строкой формулы (22), где фактор замедления $\eta = 5(\kappa^*/\kappa)^{0.5}$. Подробное описание эмпирической модели ММН приведено в настоящей работе потому, что с её помощью можно оценивать масштабы ММН, ответственных за генерацию различных спектральных компонент ИРИ и некоторых особенностей его динамики (см. раздел 4.3).

Измерения доплеровских спектров ракурсно рассеянных сигналов в экспериментах на стенде "Сура" показали, что: 1) спектр состоит из узкополосной ($\sim 0,2$ Гц) центральной части и широкополосной (~ 1 Гц) части, которая релаксирует заметно быстрее после выключения ВН, 2) наблюдаются квазипериодические изменения параметров рассеянного сигнала с периодом порядка 2–5 мин, 3) обнаружено устойчивое расщепление спектров рассеянных сигналов ($\Delta f \sim 0,2-0,8$ Гц), которое может быть интерпретировано как относительное движение неоднородностей со скоростью ~ 3 м с⁻¹, 4) интенсивность сигнала и ширина спектра минимальны при $f_0 \approx sf_{\text{ce}}$; значения этих параметров при $f_0 > sf_{\text{ce}}$ превышают соответствующие значения при $f_0 < sf_{\text{ce}}$ [45, 132, 133]. Следует отметить, что наблюдения ракурсного рассеяния в УКВ (метровом) диапазоне зондирующих (рассеянных) сигналов в силу их практически прямолинейного распространения (отсутствия рефракции) возможны только в достаточно низких широтах при достаточно большом наклоне силовых линий магнитного поля к вертикали. При углах наклона $\alpha_l < 16^\circ$ сопряжённые конусы (по крайней мере, один из них) не пересекают поверхность Земли, если процесс рассеяния на ММН происходит на высотах ~ 250 км. В КВ-диапазоне рефракция волн обеспечивает искривление траекторий распространения зондирующих и рассеянных волн таким образом, что они попадают соответственно в область рассеяния и на поверхность Земли при достаточно малых углах.

4. Искусственное радиоизлучение ионосферы

Искусственное радиоизлучение ионосферы было обнаружено в экспериментах на стенде EISCAT в 1981 г. [35] и в дальнейшем интенсивно исследовалось на всех нагретых стендах. ИРИ представляет собой слабую шумовую составляющую ($-(50-90)$ дБ) в спектре отражённого от ионосферы сигнала ВН, обладающую, тем не менее, богатой структурой и занимающую полосу частот до сотен килогерц. Основные спектральные компоненты ИРИ генерируются в результате конверсии плазменных (квазиэлектростатических) мод, возникающих в результате воздействия ВН, в электромагнитные. Аналогичное явление, так называемое диагностическое ИРИ (ДИРИ, DSEE), стимулированное короткими электромагнит-

ными импульсами с малой средней мощностью, зондирующими возмущённую волной накачки область ионосферы, было обнаружено на стенде "Зимёнки" (в 30 км от Нижнего Новгорода) [134, 135].

4.1. Структура спектров

искусственного радиоизлучения ионосферы

Традиционная классификация наиболее регулярно присутствующих в спектре компонент ИРИ включает в себя узкополосную компоненту (Narrow Continuum, NC) в области отрицательных отстроек от частоты ВН, $\Delta f_{\text{NC}} \approx (-40)-0$ кГц (при максимальных мощностях стенда HAARP величина Δf_{NC} на начальной стадии воздействия может достигать -80 кГц), широкополосное излучение (Broad Continuum, BC) в области отрицательных отстроек, $\Delta f_{\text{BC}} \sim (-15)-(-100)$ кГц; главный спектральный максимум (Downshifted Maximum, DM) с острым пиком на отстройках $\Delta f \approx (-7)-(-20)$ кГц и его спутники (2DM, иногда 3DM и 4DM) на кратных отстройках; положительный максимум (Upshifted Maximum, UM) с $\Delta f \approx +(6-18)$ кГц, почти симметричный DM относительно f_0 ; широкий положительный максимум (Broad Upshifted Maximum, BUM) с $\Delta f \approx +(12-200)$ кГц при $f_0 \gtrsim sf_{\text{ce}}$ широкополосную структуру в области положительных отстроек (Broad Upshifted Structure, BUS) с $\Delta f \approx +(12-70)$ кГц при частотах накачки заметно выше sf_{ce} (на 150–400 кГц) [36, 111, 136–138]. Наряду с русскими названиями спектральных компонент ИРИ здесь приведены более часто употребляющиеся в литературе английские названия и аббревиатуры, которые и используются ниже.

На начальной стадии в спектре ИРИ присутствует только компонента NC, связанная с развитием СПН (NC_p или FNC); на промежуточной стадии на её фоне выделяется NCM (см. раздел 2.2, рис. 1–4). При достаточно длительном непрерывном воздействии, вместе с развитием ММН и аномального ослабления, в спектре ИРИ нарастают так называемые верхнегибридные компоненты ИРИ: DM, его спутники, BC, несколько быстрее — UM и несколько медленнее — BUM. При этом интенсивности NC_p и NCM уменьшаются и не видны на фоне спектра DM- и BC-компонент. На отстройках $\Delta f \approx (-7)-0$ кГц преобладает "тепловая" узкополосная компонента, NC_i, также связанная с возбуждением верхнегибридных волн и ММН. Отметим, что в области кратных электронных гирорезонансов при $f_0 \approx sf_{\text{ce}}$ (см. ниже п. 1) развитие аномального ослабления, ММН и верхнегибридных компонент ИРИ подавляется или существенно замедляется, поэтому компонента NCM может наблюдаться в стационарном спектре.

Общая картина зависимости спектров ИРИ от f_0 , собранная по данным систематических измерений, выполненных на стенде "Сура" в 1996–2000 гг. во всём диапазоне рабочих частот стенда при высотах области взаимодействия ВН с ионосферной плазмой $\sim 230-250$ км, приведена на рис. 8 [47, 138]. Примеры стационарных спектров ИРИ в перечисленных областях при различных номерах гармоник $3 < s \leq 7$ показаны на рис. 9 [137] (см. также рис. 10 [139]).

Перечислим основные свойства стационарных спектров ИРИ при длительном воздействии, которые удалось установить из анализа их зависимости от f_0 [36, 50, 111, 136–138].

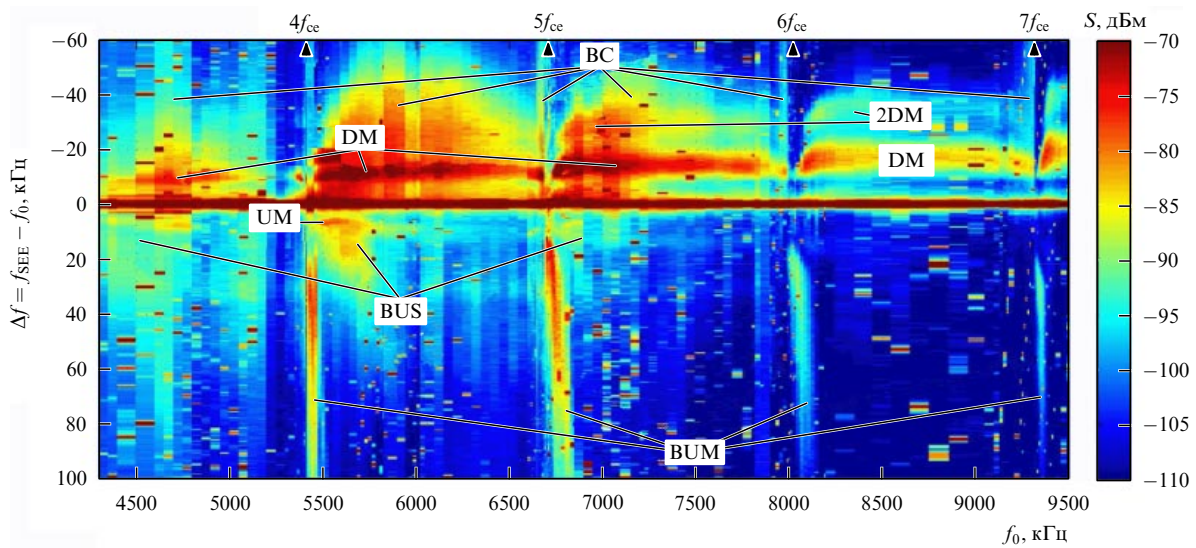


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Зависимость вида спектров ИРИ от частоты ВЧ ($4,3 \text{ МГц} \leq f_0 \leq 9,5 \text{ МГц}$) по данным экспериментов на стенде "Сура" [47, 138].

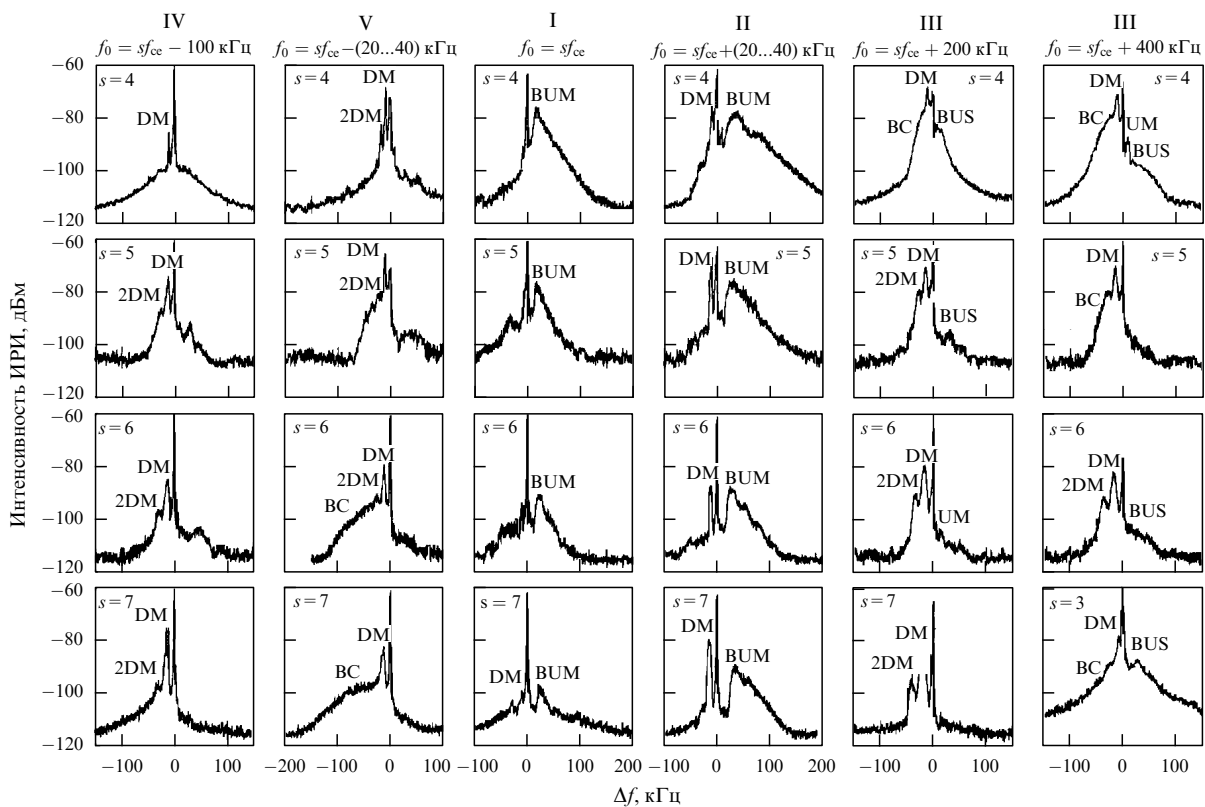


Рис. 9. Спектры ИРИ для характерных отстроек частоты ВЧ от электронных гирогармоник $\delta f_c = f_0 - sf_{ce}$ (столбцы): $\delta f_c \sim -100 \text{ κГц}$ (IV, слабое излучение), $\delta f_c \sim -(20-40) \text{ κГц}$ (V, под гармоникой), $\delta f_c \approx 0$, $f_0 \approx sf_{ce}$ (I, резонансная область), $\delta f_c \sim (20-40) \text{ κГц}$ (II, над гармоникой), $\delta f_c \sim 200 \text{ κГц}$, $\delta f_c \sim 400 \text{ κГц}$ (III, сильное излучение) для $s = 4-7$ (строки). На нижней правой панели приведён спектр для $f_0 = 4400 \text{ κГц}$ ($s = 3$, область III) [137].

1. По крайней мере для $s = 3-7$ наблюдается повторяемость зависимости вида спектров ИРИ от величины $f_0 - sf_{ce}$ при различных номерах гирогармоники s , а при изменении f_0 между последовательными гармониками sf_{ce} и $(s+1)f_{ce}$ можно условно выделить пять областей частоты накачки, где спектры ИРИ носят различный характер: (I) резонансная область, $f_0 \approx sf_{ce}$, где компоненты BC и BUS в спектре ИРИ отсутствуют, а DM и BUM

имеют низкую интенсивность; (II) область над гармоникой, $f_0 - sf_{ce} \lesssim 150 \text{ κГц}$, где в спектре ИРИ присутствуют интенсивные DM (часто 2DM и 3DM) и BUM компоненты; (III) область сильного излучения, $f_0 - sf_{ce} \lesssim 400 \text{ κГц}$, где в спектре ИРИ присутствуют DM, BC и BUS с высокой интенсивностью; (IV) область слабого излучения, $sf_{ce} + 400 \text{ κГц} \lesssim f_0 \lesssim (s+1)f_{ce} - (50-100) \text{ κГц}$, где компонента BUS исчезает, а интенсивность DM и BC

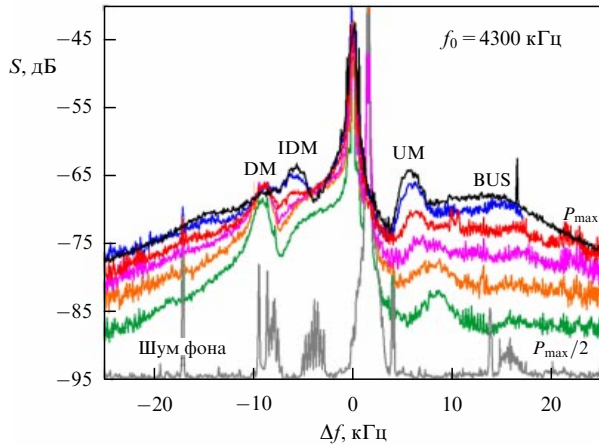


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Спектры ИРИ при мощностях ВН P_{eff} , увеличивающихся вдвое от $P_{\text{max}}/32$ до P_{max} , иллюстрирующие появление IDM в спектре ИРИ. Видно, что IDM превалирует в спектре при $P_{\text{eff}} > P_{\text{max}}/4$, $f_0 = 4300$ кГц. Стенд "Сура", 09.08.2008 [139].

значительно уменьшается; (V) область под гармоникой, $(s+1)f_{\text{ce}} - (50-100)\text{кГц} \lesssim f_0 \lesssim (s+1)f_{\text{ce}}$, где вновь нарастает интенсивность DM, а также его спутников и/или ВС.

2. Главный спектральный максимум (DM) является наиболее интенсивной компонентой ИРИ при всех f_0 , за исключением узкой окрестности гирогармоник (область I). Величина отстройки пика DM $|\Delta f_{\text{DM}}|$ (так же как $|\Delta f_{\text{UM}}|$) линейно растёт с f_0 за исключением, опять, резонансных областей (I), где DM приближается к ВН. Интенсивность DM в резонансной области уменьшается практически до уровня шумов в полосе частот ВН Δf_{res} , которая уменьшается с номером гармоники s : в спокойной ионосфере значения Δf_{res} для $s = 4, 5, 6, 7$ составляют соответственно 6–10, 2–5, 1–2 и 0,2 кГц [111]. Отметим, что такие значения Δf_{res} близки к полученным в [110, 111] значениям ширины запрещённых зон для существования в ионосфере ниже максимума F-слоя плазменных волн с $\mathbf{k} \perp \mathbf{V}_0$ в области двойного резонанса. Отстройка правого (высокочастотного) края DM остаётся практически неизменной во всём диапазоне f_0 и составляет $|\Delta f_{\text{hiDM}}| \approx 7-8$ кГц, что близко к нижегибридной частоте в F-области ионосферы, $f_{\text{LH}} \approx \sqrt{f_{\text{ce}} f_{\text{ci}}}$, где f_{ci} — циклотронная частота ионов, hf — high frequency flank (ВЧ-край).

3. Интенсивность всех спектральных компонент ИРИ максимальна при $4f_{\text{ce}} < f_0 < 5f_{\text{ce}}$. Сильный overshoot-эффект после включения волны накачки обеспечивает заметное уменьшение стационарной интенсивности ИРИ в диапазоне $3f_{\text{ce}} < f_0 < 4f_{\text{ce}}$.

4. Относительный вклад DM и его спутников (каскадный спектр) в стационарный спектр ИРИ увеличивается с ростом f_0 по сравнению с непрерывной компонентой ВС в диапазоне между гармониками (области II–IV). При $s > 5$ каскадный спектр становится преобладающим. В узкой области (V) под гармоникой ВС, наоборот, преобладает над семейством спутников DM при более высоких гармониках, $s > 4$.

5. BUM-компонента ясно видна в спектре в областях при $f_0 \gtrsim sf_{\text{ce}}$ (области I и II). Интенсивность BUM максимальна при частоте ВН непосредственно над гирогармоникой. Позиция пика BUM в спектре приблизительно постоянна и составляет $\Delta f_{\text{BUM}} \sim 15-20$ кГц при

$\delta f_c = f_0 - sf_{\text{ce}} \lesssim 30$ кГц; при $\delta f_c \gtrsim 30$ кГц пик BUM удаляется от f_0 при удалении f_0 от sf_{ce} в соответствии с эмпирической формулой

$$\Delta f_{\text{BUM}} \approx f_0 - (sf_{\text{ce}}(z_d) + \delta f), \quad \delta f \sim 15-20 \text{ кГц}. \quad (23)$$

Такая зависимость Δf_{BUM} от δf_c , а также различное поведение BUM во времени после включения ВН при различных δf_c дали основание предположить, что BUM имеет двухкомпонентную структуру [140].

Генерация верхнегибридных компонент ИРИ хорошо объясняется в рамках трёхступенчатой модели, основанной на двойной трансформации электромагнитных волн (в ВГ-волны либо в Z-моду и обратно) на ММН с промежуточной стадией формирования широкого частотного спектра вторичных ВГ-волн (и Z-моды) на сдвинутых относительно ВН частотах вследствие различных стрикционных нелинейных процессов [30, 58, 113, 114, 141–144]. ММН и плазменные волны в такой схеме играют двойную роль, будучи как источником генерации плазменных волн ($W_0 n_{\mathbf{k}}^2$) и ИРИ ($W_\omega n_{\mathbf{k}}^2$), так и депрессором, подавителем ВН и ИРИ (Γ_{pump} и Γ_{SEE}) в (24)–(26). В самом общем виде спектральная интенсивность ИРИ S_ω на выходе из ионосферы h_{min} может быть представлена в виде

$$S_\omega(t) \propto \int_{\text{source}} W_\omega(h') n_{\mathbf{k}(h', \omega)}^2(t) \exp\{-\Gamma_{\text{SEE}}(h', t)\} dh', \quad (24)$$

$$W_\omega(h, t) \propto \mathcal{G}(\omega) W_0 n_{\mathbf{k}(h, \omega_0)}^2(t) \exp\{-\Gamma_{\text{pump}}(h, t)\}, \quad (25)$$

$$\Gamma_{\text{SEE, pump}}(h, t) \propto \int_{\text{path}} n_{\mathbf{k}(h'')}^2(t) dh''. \quad (26)$$

Здесь W_ω — спектральная плотность энергии ВГ-волн и/или Z-моды, Γ_{SEE} — аномальное ослабление ИРИ при его распространении вниз от источника $h' = h_{\text{min}}$ до h_{min} , Γ_{pump} — аномальное ослабление ВН при её распространении вверх от h_{min} до h' за счёт рассеяния ИРИ и ВН в ВГ-волны (Z-моду) на ММН; $\mathcal{G}(\omega)$ характеризует форму частотного спектра ВГ-волн, образующуюся в результате стрикционных процессов; W_0 — плотность энергии ВН на входе в возмущённую область при $h = h_{\text{min}}$. Интегрирование в (24) ведётся по интервалу высот, занимаемому источником ИРИ на данной частоте ω : $h_{\text{min}} < h < h_{\text{max}}$. Зависимости $\kappa(h, \omega)$ и $\kappa(h, \omega_0)$ определяются выполнением условий синхронизма, подобных (6), для ИРИ (и ВН), ВГ-волн и ММН. При этом, в силу зависимости $\kappa(h_{\text{mc}}, \omega)$, масштабы ММН, на которых происходит рассеяние ВН в ВГ-волны и ВГ-волн в ИРИ, оказываются различными.

Различными оказываются и нелинейные процессы, ответственные за формирование частотного спектра плазменных волн. Для ВС-компоненты — это индуцированное рассеяние на ионах [113, 114], для DM и его спутников — трёхволновое каскадное взаимодействие верхнегибридных и нижегибридных волн [58, 141]. Для интерпретации формирования спектра ВГ-волн в области положительных отстроек, например BUS, в области сильного излучения привлекается конверсия ВГ-волн и вынужденных ионно-звуковых колебаний с генерацией ВГ-волн с большей частотой [144].

Для генерации BUM-компоненты формула (23) предполагает существенную роль в генерации верхнегибрид-

ных волн четырёхволновых процессов, которые были рассмотрены в ряде работ [145–147]. В частности, рассматривается распад двух квантов ВН на квант ВГ-волны с $\omega_{\text{ВН}} > \omega_0 > s\omega_{\text{св}}$ и квант электронной бернштейновской волны с $\omega_{\text{В}} \approx \omega_{\text{св}} < \omega_0$, $2\omega_0 = \omega_{\text{ВН}} + \omega_{\text{В}}$. В процессе участвуют также вынужденные низкочастотные плазменные колебания с частотами, близкими к нижней гибридной [147]. В рассмотрении, однако, не включены ММН, хотя к настоящему времени получен ряд экспериментальных свидетельств в пользу справедливости модели двойной трансформации для генерации ВУМ (см. раздел 4.3). В результате полученные в [147] характерные времена развития рассмотренного четырёхволнового процесса оказываются существенно короче наблюдаемых времён развития ВУМ, даже в "приготовленной ионосфере".

Альтернативный механизм генерации ВГ-волн с частотами $f > f_0$, связанный с циклотронной неустойчивостью электронов, ускоренных ВГ-волнами при $\omega_0 \gtrsim s\omega_{\text{св}}$, был предложен в работе [148]. Показано, что при таких частотах ВН возникает заметная поперечная анизотропия функции распределения ускоренных электронов, а в процессе её релаксации может возникать неустойчивая функция распределения с максимумом по поперечным скоростям. Такая циклотронная неустойчивость привлекается, в частности, для интерпретации спорадических всплесков радиоизлучения Солнца типа "зебра-структур" [149] и радиоизлучения ионосферной плазмы типа авроральных шумовых бурь при вторжении потоков энергичных частиц [150], которые генерируются вблизи кратных электронных giroгармоник. Отметим, что оба механизма (четырёхволновое взаимодействие и циклотронная неустойчивость) предполагают генерацию ВГ-волн с частотами $f > f_0 > s\omega_{\text{св}}$. В свою очередь, при фиксированных значениях электронной концентрации N_e (и высоты $h_{\text{мс}}$) условия синхронизма (6) для генерации ИРИ при больших частотах ω выполняются для ММН с меньшими поперечными масштабами l_{\perp} [62, 112, 113] (см. также рис. 7), т.е. генерация ВУМ должна происходить с участием ММН более мелких масштабов, чем DM и BC.

Зависимость спектральной интенсивности ИРИ от времени $S_{\omega}(t)$ в (24) определяется как "медленным временем" τ_3 эволюции пространственного спектра ММН $n_{\text{к}}^2(t)$ (см. (21)), $\tau_3 \sim 0,5\text{--}60$ с, так и быстрой динамикой плазменных (ВГ) волн и Z-моды, $\tau_1 \sim 1\text{--}10$ мс, $\tau_1 \ll \tau_3$. При "холодном старте", когда волна накачки падает на "неподготовленную" ионосферу, время развития ИИТ определяется, согласно (24), развитием ММН, а плотность энергии плазменных волн $W_{\omega}(h')$ в каждый момент "медленного времени" можно считать стационарной, зависящей от уровня интенсивности ММН $n_{\text{к}}^2(t)$. При этом, поскольку $\tau_1 \ll \tau_3$, формирование вида спектра $W_{\omega} \propto G(\omega)$ и установление такого квазистационарного состояния должны происходить при достаточно малых превышениях $W_{\omega}(\omega_0)$ над порогом стрикционной перекачки. При падении ВН на ионосферу с заранее подготовленными ММН, не успевшими релаксировать после предыдущего выключения квазинепрерывной посылки волны накачки длительностью $\gg \tau_3$, а также непосредственно после выключения ВН (имеется в виду временной масштаб $\gtrsim \tau_{\text{rel1}}$, сравнимый с временем затухания плазменных волн), динамика ИРИ должна следовать динамике плазменных волн $W_{\omega}(h', t)$. Всё это позволяет

использовать измерения ИРИ для определения механизмов его генерации, декрементов затухания плазменных волн и диагностики параметров ИИТ (см. раздел 4.3).

В течение уже достаточно длительного времени подход к интерпретации ИРИ, сходный с механизмом двойной трансформации, исследуется для случая сильных мелкомасштабных неоднородностей, когда ВГ-моды оказываются захваченными [119, 125, 151, 152]. В работах [119, 125, 151] рассматривается параметрическая неустойчивость захваченных ВГ-мод относительно возбуждения НГ-волн и ВГ'-мод на сдвинутой частоте. Учёт влияния захваченных мод на свойства ИРИ, безусловно, важен для детальной интерпретации данных эксперимента, однако в настоящее время степень развития теории ещё не даёт такой возможности.

Кроме регулярно присутствующих в спектре ИРИ перечисленных компонент, при частотах ВН $f_0 \approx s\omega_{\text{св}}$ ($s = 3, 4, 5$) регистрируется компонента "нижний пик" (Downshifted Peak, DP) с $\Delta f_{\text{DP}} \approx -(1-3)$ кГц. Интенсивность DP уменьшается с ростом номера s , а в диапазоне $f_0 \sim s\omega_{\text{св}} + (20-50)$ кГц ($s = 3, 4$) может регистрироваться широкий нижний максимум (Broad Downshifted Maximum, BDM) на отстройках $\Delta f \sim -(15-30)$ кГц с пиком на $\Delta f_{\text{BDM}} \sim -(20-25)$ кГц, причём при $s = 3$ BDM более интенсивен и расположен в спектре ИРИ симметрично ВУМ относительно ВН [153, 154].

Наиболее подробно структура спектров ИРИ и свойства отдельных его компонент описаны в обзоре Т.Б. Лейзера [36] и в работах [137, 138, 140, 155].

В последние годы с развитием радиоприёмной аппаратуры и увеличением мощности воздействия (выведением станда HAARP на полную мощность) были обнаружены новые спектральные компоненты ИРИ. Это, во-первых, промежуточный нижний максимум (Intermediate Downshifted Maximum, IDM) на отстройках $\Delta f_{\text{IDM}} \sim -(4-6)$ кГц, расположенный в спектре ИРИ между ВН и DM. Свойства IDM исследовались на стандах "Сура" и HAARP [139]. IDM превышает DM по амплитуде при мощностях ВН $P_{\text{eff}} > 30$ МВт в области частот ВН $f_0 \gtrsim s\omega_{\text{св}} + 50$ кГц ($s = 2, 3$). При $f_0 \sim 4\omega_{\text{св}} + 200$ кГц IDM едва различим в спектре ИРИ на фоне NC_1 [139].

Во-вторых, в экспериментах 2011 и 2014 г. на стенде HAARP была обнаружена компонента "широкополосное нижнее излучение" (Broad Downshifted Emission, BDE) (рис. 11, 12) [95]. На рисунке 12 при $f_0 > 3\omega_{\text{св}}$ также хорошо видна спектральная компонента BDM. BDE регистрируется в спектре ИРИ только в ночное время при максимальной мощности излучения ВН, после достаточно длительного нагрева плазмы, иногда в течение нескольких минут, только при максимальной интенсивности типичных компонент ИРИ — NC и DM. Генерация BDE наблюдается в области частот волны накачки около четвертой гармоники электронной циклотронной частоты $4\omega_{\text{св}} - 100$ кГц $< f_0 < 4\omega_{\text{св}} + 100$ кГц. Интенсивность компоненты BDE и ширина её спектра для $f_0 > 4\omega_{\text{св}}$ всегда существенно меньше, чем для частот $f_0 < 4\omega_{\text{св}}$, а границы BDE в спектре ИРИ лежат в пределах $\Delta f = -(40-220)$ кГц. Положение максимума интенсивности BDE в спектре приближается к частоте ВН при её увеличении. При $f_0 \sim 3\omega_{\text{св}}$ BDE наблюдается в узкой полосе частот ВН: $3\omega_{\text{св}} - (15-25)$ кГц $< f_0 < 3\omega_{\text{св}} - (0-5)$ кГц.

В-третьих, при максимальных мощностях станда HAARP и $f_0 = 2,85$ кГц $\approx 2\omega_{\text{св}}$ в спектре ИРИ в области

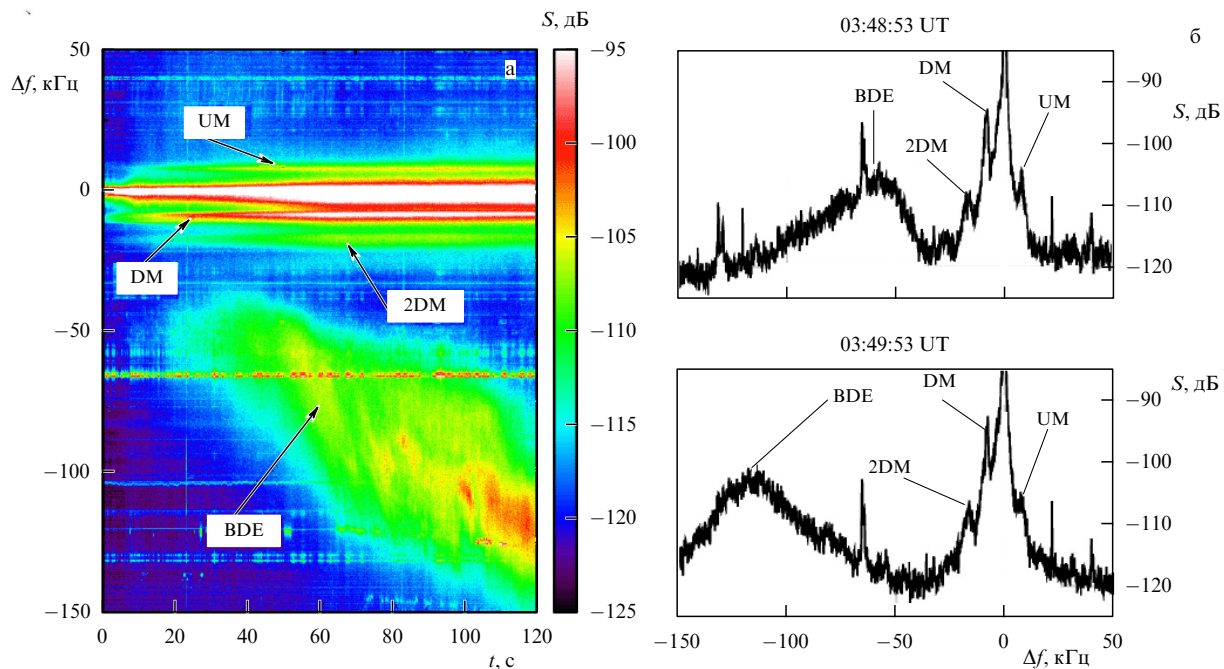


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Спектрограмма (а) и отдельные спектры (б) ИРИ для непрерывного воздействия, демонстрирующие появление BDE-компоненты в спектре. HAARP, 27.03.2011. $f_0 = 5700$ кГц. Спектры соответствуют 53-й и 113-й с спектрограммы [95].

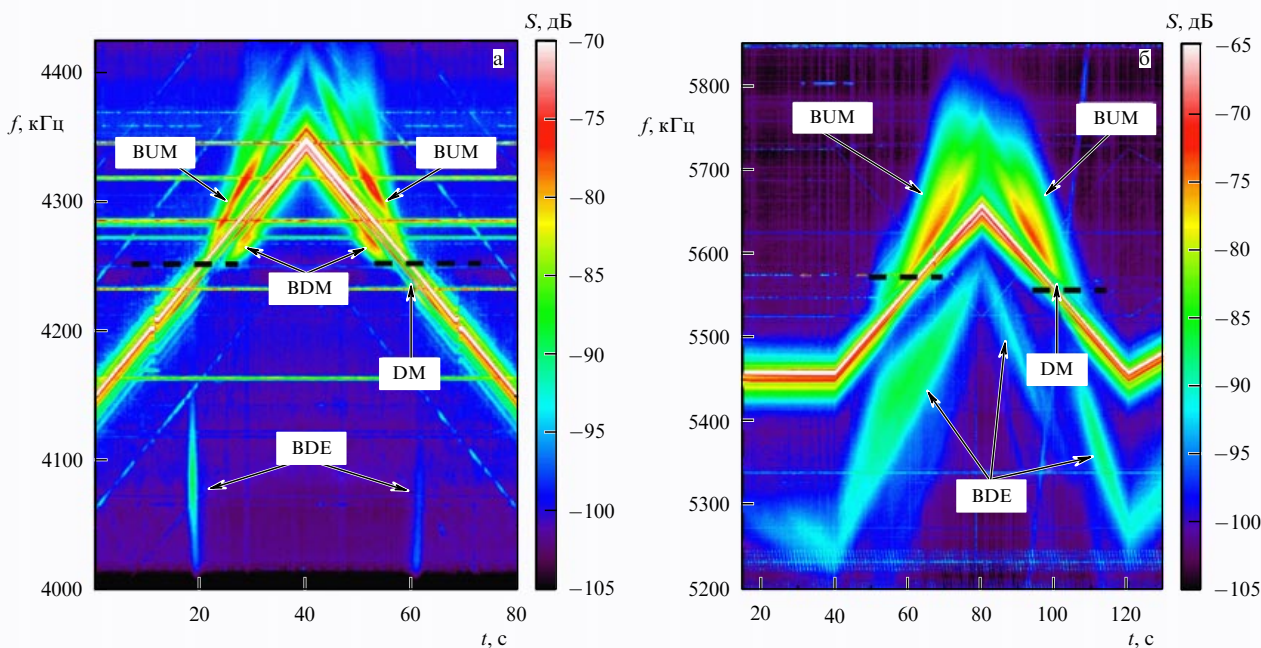


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Спектрограммы ИРИ при свипировании f_0 вблизи 3-й (а) и 4-й (б) гармоник f_{ce} . Указана компонента ИРИ BDE. При $f_0 > 3f_{ce}$ в спектре различается компонента BDM. Горизонтальные штриховые линии соответствуют $f_0 = f_d$. Стенд HAARP. Июнь 2014 [95].

отстройка $-0,80 < \Delta f < 0,35$ кГц была обнаружена последовательность эквидистантных пиков, отстоящих друг от друга на ионную циклотронную частоту f_{ci} [97], что является свидетельством возбуждения ионных бернштейновских мод при воздействии на ионосферу.

И, наконец, в экспериментах на стендах HAARP [56, 57, 98] и EISCAT [156] были выделены узкие спектральные пики ИРИ с отстройками $\Delta f \approx \pm(8-12)$ Гц и их слабые спутники с $\Delta f \approx \pm(24-26)$ Гц при воздействии в магнитный зенит (вдоль магнитного поля), а также пики на $\Delta f \approx \pm(23-30)$ Гц при вертикальном излучении

ВН (величина отстройки $|\Delta f|$ увеличивалась с ростом f_0) и пики с отстройками $\Delta f \approx \pm f_{ci}$. Появление узкополосных пиков интерпретируется как вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ) волны накачки на ионно-звуковых волнах при выполнении условий синхронизма

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_0 \pm \mathbf{k}_a, \quad \omega_s = \omega_0 \pm \omega_a. \tag{27}$$

Здесь индекс "s" относится к рассеянной электромагнитной волне, индекс "a" — к ионно-звуковым волнам,

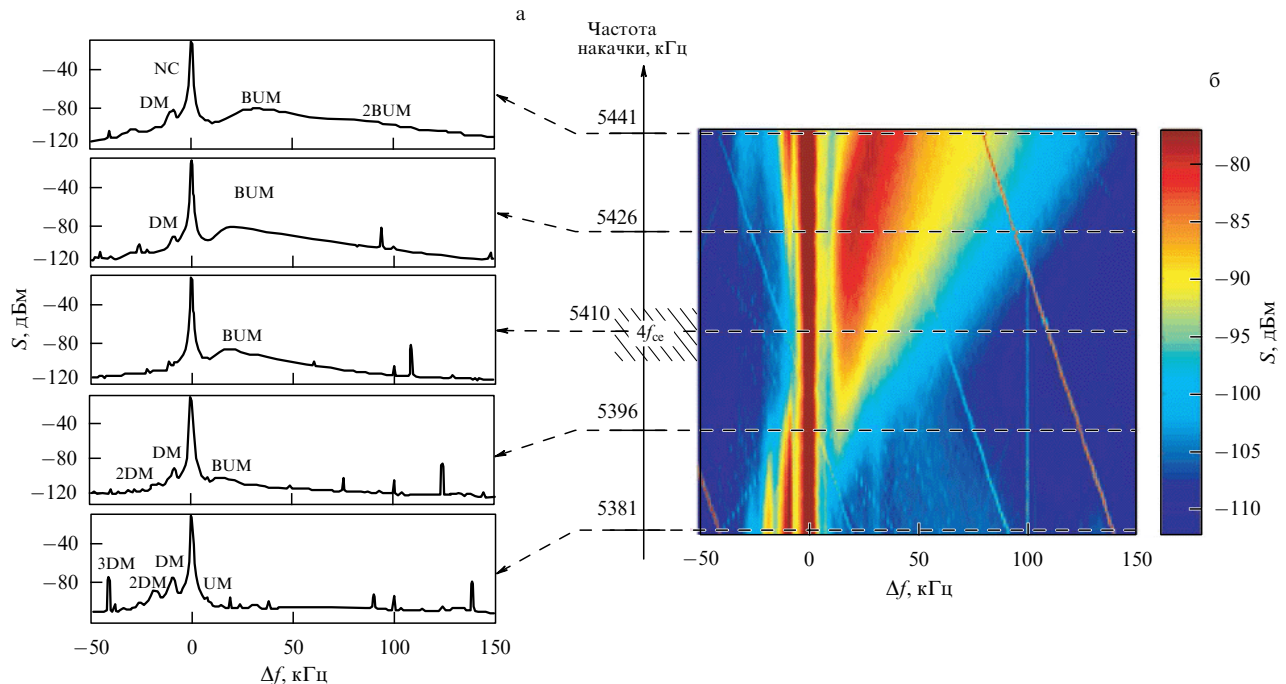


Рис. 13. (В цвете онлайн.) (а) Индивидуальные спектры ИРИ для пяти различных значений f_0 , показанных на рис. б штриховыми линиями. (б) Спектрограмма ИРИ при свипировании частоты ВН f_0 вблизи четвёртой гирогармоники. Стенд "Сура", сентябрь 1998 [50].

частоты которых при $k_0 V_a \ll \omega_{ci}$ равны $\omega_{a1} = k_a V_s |\cos \alpha|$ (медленная магнитозвуковая волна, $V_a = (2T_e/m_i)^{1/2}$ — скорость ионного звука) и $\omega_{a2} = \omega_{ci}$ (циклотронно-звуковая волна). Обнаружение ВРМБ ожидалось уже в первых экспериментах по модификации ионосферы, однако уверенно рассеянные сигналы были зарегистрированы только в последние годы. Следует отметить, что существование ВРМБ не требует наличия искусственной турбулентности в возмущённой области ионосферы, так как плазменные волны и неоднородности плотности не включены в механизм рассеяния. Согласно [98], развитие ВГ-турбулентности (появление DM в спектре ИРИ) приводит к подавлению сигналов ВРМБ. В то же время в литературе отсутствуют сообщения о существовании ВРМБ при волне накачки X-поляризации.

4.2. Поведение искусственного радиоизлучения ионосферы в окрестности кратных электронных гирорезонансов

Как следует из рис. 8, 9, спектры ИРИ существенно зависят от соотношения частоты ВН f_0 и электронных гирогармоник sf_{ce} . Наиболее резко спектр ИРИ меняется при относительно небольших (иногда порядка сотен герц) изменениях f_0 при переходе из области (V) под гармоникой через резонансную область (I), где $f_0 \approx sf_{ce}$, в область (II) над гармоникой (рис. 13, 14). В ионосфере, в авроральных (стенды HAARP и EISCAT) и средних (стенд "Сура") широтах, электронная циклотронная частота составляет $f_{ce} \sim 1,3-1,4$ МГц и уменьшается с высотой h , причём $df_{ce}/dh \sim -(0,60-0,65)$ кГц км⁻¹. Вертикальные движения и горизонтальные перемещения крупномасштабных неоднородностей электронной концентрации через возмущённую область ионосферы (например, прохождение акустико-гравитационных волн) могут существенно изменять высоту h_d и частоту f_d двойного резонанса, $f_d = f_{UH}(h_d) = nf_{ce}(h_d)$, в ходе

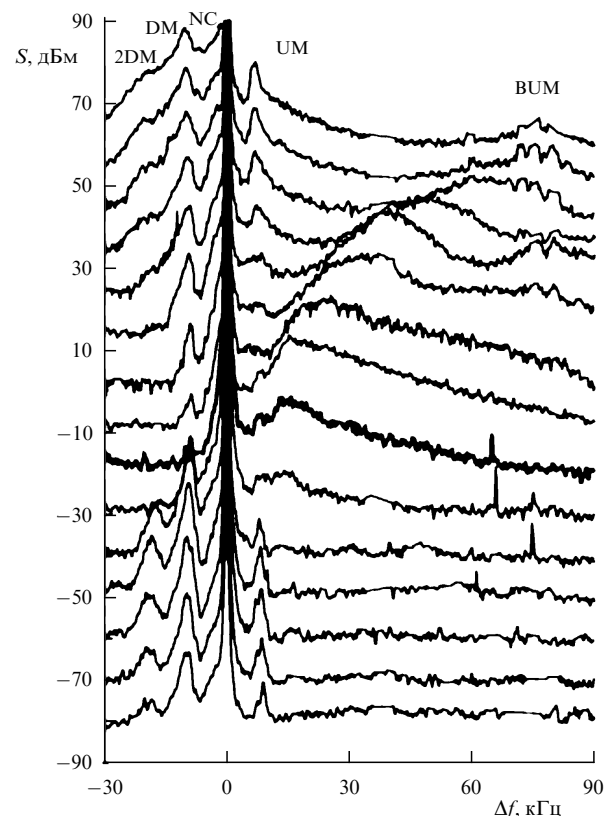


Рис. 14. Выборка спектров ИРИ при свипировании частоты волны накачки f_0 вблизи четвёртой электронной гирогармоники $4f_{ce}$ с шагом 10 кГц по частоте, $5360 \text{ кГц} \leq f_0 \leq 5500 \text{ кГц}$. Для наглядности каждый следующий спектр смещён на 10 дБ вверх по оси ординат. Жирной линией выделен спектр при $f_0 = 5420 \text{ кГц} \approx f_{0DM}$. Стенд "Сура", май 2004 [92].

эксперимента и влиять на наблюдаемые зависимости спектров ИРИ от соотношения f_0 и sf_{ce} в резонансной

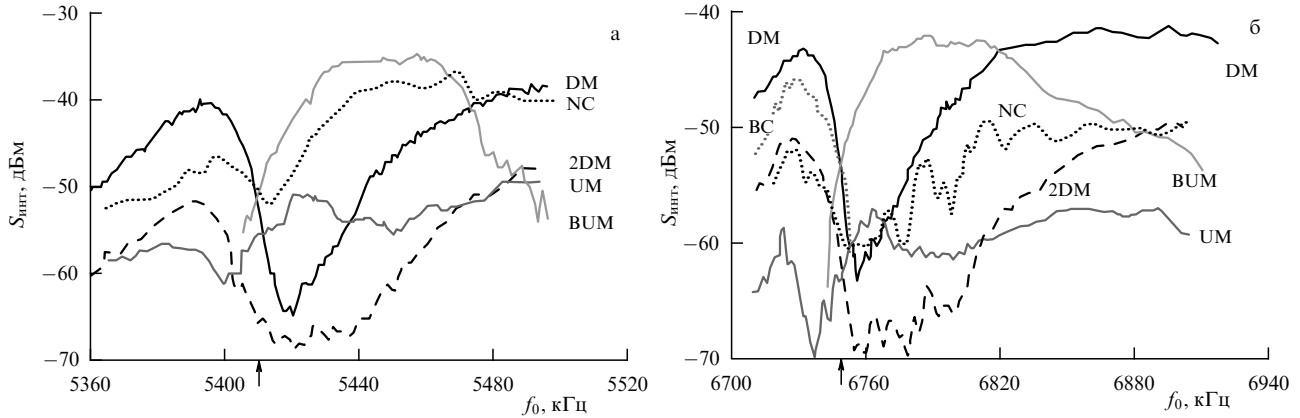


Рис. 15. Зависимость интегральной интенсивности спектральных компонент ИРИ от частоты волны накачки при свипировании f_0 в области $4f_{ce}$ (а, 19.05.2004) и в области $5f_{ce}$ (б, 15.09.2004). Стенд "Сура". Стрелками указаны значения частоты ВН $f_0 = f_{0,\min} = 4f_{ce}(h_d)$ (а) и $f_0 = f_{0,\min} = 5f_{ce}(h_d)$ (б) [92].

области. Поэтому полное время проведения измерений Δt должно быть достаточно коротким,

$$\Delta t < \frac{\Delta f_{res}}{s} \left| \frac{df_{ce}}{dh} \right| v.$$

Здесь v — характерная скорость вертикального перемещения ионосферы (высоты некоторого фиксированного значения плотности ионосферной плазмы). Используя для оценок приведённые в [111] значения $\Delta f_{res} \sim 2$ и 6 кГц для $n = 5$ и 4 (см. раздел 4.1), получаем, что время измерений в области наиболее резких изменений свойств ИРИ при $f_0 \sim f_d$ для скоростей перемещения $v \sim 2-5$ м с⁻¹ (в спокойных ионосферных условиях) не должно превышать $t \sim 5-15$ мин.

С целью сведения к минимуму влияния вариаций ионосферных условий на измерения зависимости спектров ИРИ от $f_0 - sf_{ce}$ была разработана методика быстрого свипирования (пошагового изменения) частоты ВН в области гирогармоники на временах квазистационарности состояния ионосферной плазмы. Подробные результаты экспериментов, выполненных по такой методике на стенде "Сура" для $s = 4, 5$, обсуждаются в [50, 58, 92], серия экспериментов для $s = 2, 3, 4$ выполнена на стенде НААРП [143, 157]. Полный диапазон перестройки f_0 вокруг sf_{ce} составлял $\Delta f_0 = 60-80$ кГц, шаг перестройки — 1 кГц, длительность воздействия на фиксированной частоте — $0,2$ с $\gg \tau_1$, т.е. после перестройки частоты спектр ИРИ успевал развиваться до стационарного. Кроме того, перед включением свипирования использовалось длительное (~ 1 мин) воздействие на фиксированной частоте для создания ММН. При этом можно считать, что интенсивность и пространственный спектр ММН слабо изменялись в течение всего времени свипирования. Примеры спектрограммы и индивидуальных спектров ИРИ, полученных в экспериментах на стенде "Сура" в 1998 и 2004 гг., приведены на рис. 13, 14, где чётко видно резкое изменение спектров при прохождении гармоник.

Такая зависимость вида спектров ИРИ от соотношения f_0 и sf_{ce} может быть использована для определения этого соотношения с высокой точностью. На рисунке 15 показаны зависимости интегральных интенсивностей спектральных компонент ИРИ (DM, 2DM, NC, UM и BUM) от частоты f_0 , полученные при свипировании f_0 вблизи четвёртой гирогармоники.

Как видно из рис. 14, 15, при частоте ВН $f_0 = f_{0,\overline{DM}}$ компонента DM имеет минимальную интенсивность и практически не наблюдается в спектре ИРИ. При минимальной частоте свипирования ВН, $f_0 \approx f_{0,\overline{DM}} - 40$ кГц, в спектре ИРИ наблюдается интенсивная компонента DM с пиком на $\Delta f_{DM} = f_{DM} - f_0 \approx -9$ кГц, а также компоненты 2DM с пиком на $\Delta f_{2DM} \approx -17,5$ кГц, UM с пиком на $\Delta f_{UM} \approx 7,5-8$ кГц и NC на отстройках $-6,5 \leq \Delta f \leq -2,0$ кГц с максимальной интенсивностью на частотах, примыкающих к f_0 . С увеличением f_0 (с приближением к $f_{0,\overline{DM}}$ и, согласно (17), к $4f_{ce}$) интенсивность этих компонент увеличивается и достигает максимальных значений сначала для UM, затем почти одновременно для 2DM, DM и NC (переход из области слабого излучения (IV) в область под гармоникой). При дальнейшем увеличении f_0 интенсивность всех этих компонент уменьшается и достигает своих минимальных значений, причём для компонент с $\Delta f < 0$ (DM, 2DM и NC) это уменьшение начинается с левой, низкочастотной части спектра, тогда как правый (высокочастотный) край остаётся практически неизменным. Это приводит к приближению позиций пиков компонент DM и 2DM к f_0 на $0,5-1$ кГц. Минимум интенсивности достигается сначала для компоненты UM при $f_0 = f_{0,\overline{UM}} = f_{UM} - \Delta f_{UM}$. Затем при $f_0 = f_{0,\min}$ достигается минимум суммарной интенсивности всех компонент ИРИ. Далее, при $f_0 = f_{0,\overline{NC}} = f_{NC} + 2$ кГц достигается минимум интегральной интенсивности NC. И, наконец, при $f_0 = f_{0,\overline{DM}} = f_{DM} - \Delta f_{DM}$ достигается минимум интенсивности компоненты DM, при этом компонента DM в спектре практически не различается.

Частоты ИРИ в области пиков компонент UM и DM и на ВЧ-границе компоненты NC во время их максимального подавления (f_{UM} , f_{DM} и f_{NC}) и частота минимума суммарной интенсивности ИРИ $f_0 = f_{0,\min}$ оказываются практически одинаковыми. Логично предположить, что именно эта частота и попадает в двойной резонанс, т.е. совпадает одновременно с s -й гармоникой электронной циклотронной частоты и верхнегибридной частотой в области взаимодействия волны накачки с ионосферной плазмой:

$$f_d = 4f_{ce}(h_d) \approx f_{UM} \approx f_{0,\min} \approx f_{NC} \approx f_{DM}. \quad (28)$$

Диапазон частот волны накачки вблизи $f_{0,\overline{DM}}$, в котором интенсивность DM превышает уровень шумов радио-

приёмного устройства не более чем на 1 дБ, составляет 6–7 кГц, что соответствует результатам измерений [111] при длительном непрерывном воздействии в спокойных ионосферных условиях. Интервал подавления компоненты 2DM оказывается более широким (~30 кГц) и заметно смещённым в область высоких частот относительно $f_{0\overline{DM}}$.

При увеличении f_0 компонента BUM начинает наблюдаться при частотах $f_0 \gtrsim f_{0\overline{UM}}$ практически сразу после прохождения минимума интенсивности UM. Эта частота оказывается ниже частоты ВН при минимуме DM, т.е. при $f_0 < f_{0\overline{DM}}$. В то же время, поскольку $\Delta f_{UM} < \Delta f_{BUM}$, частоты самой компоненты BUM, согласно (28), оказываются всегда выше частоты двойного резонанса: $f_{BUM} = f_0 + \Delta f_{BUM} > f_d$.

Описанные изменения в спектре ИРИ происходят при весьма незначительных изменениях f_0 , всего на 10–20 кГц. Такое поведение спектра ИРИ при проходе f_0 через $4f_{ce}$ аналогично наблюдаемому в других экспериментах, проведённых в спокойных ионосферных условиях при $s = 4$ и $s = 5$ [50, 58, 92]. В эксперименте на стенде НААРР при $s = 3$ также наблюдалось последовательное подавление UM и DM. При этом при различных состояниях ионосферы в различных экспериментах наблюдаются, естественно, различные значения f_d и h_d .

Найденное из эксперимента значение f_d , формула (28) и учёт существующих моделей геомагнитного поля дают возможность нахождения с высокой точностью высоты области двойного резонанса h_d и концентрации ионосферной плазмы в области взаимодействия с волной накачки. Так, в экспериментах, данные которых приведены на рис. 15, величина $f_d \approx sf_{ce}(h_d) \approx f_{UH}(h_d)$ составляла 5410–5412 кГц для $s = 4$ и 6747–6750 кГц для $s = 5$, что даёт значения $f_{ce}(h_d)$, равные 1352,5–1353,0 кГц и 1349,4–1350,0 кГц соответственно. Согласно модели геомагнитного поля IGRF (International Geomagnetic Reference Field), такие значения f_{ce} над стендом "Сура" имеют место на высотах 217–218 и 220–221 км над поверхностью Земли. Концентрацию электронов N_e на

этих высотах можно легко вычислить, используя выражения для верхней гибридной и плазменной частот:

$$\begin{aligned} s = 4, \quad f_{pe}(h_d) &= (f_d^2 - f_{ce}^2(h_d))^{1/2} \approx 5238 - 5240 \text{ кГц}, \\ N_e &= \pi f_{pe}^2 \frac{m_e}{e^2} \approx (3,405 - 3,407) \times 10^5 \text{ см}^{-3}, \\ s = 5, \quad f_{pe}(h_d) &\approx 6611 - 6613 \text{ кГц}, \\ N_e &\approx (5,423 - 5,427) \times 10^5 \text{ см}^{-3}. \end{aligned} \quad (29)$$

Таким образом, с помощью подобных экспериментов можно определять электронную циклотронную частоту, индукцию геомагнитного поля и плазменную частоту на высоте h_d с точностью порядка 0,05%, а электронную концентрацию — с точностью порядка 0,1%. Точность определения высоты области двойного резонанса может достигать 0,5–1 км, что значительно превышает точность самых современных ионозондов.

На рисунке 16 приведены спектры ИРИ, полученные при воздействии на ионосферу короткими ($\tau = 30 \text{ мс} \ll \tau_3$) импульсами с периодом повторения $T = 1 \text{ с}$ (рис. 16а) и при длительном (1 мин) непрерывном воздействии (рис. 16б) с частотами ВН $f_0 \sim 4f_{ce}$. Импульсная накачка сама по себе, в отсутствие длительного воздействия, не приводит к генерации и поддержанию верхнегибридной плазменной турбулентности, связанной с возбуждением ММН, ввиду малой длительности импульса и средней мощности излучения [85, 87] (см. разделы 2, 3). Спектр ИРИ содержит только узкополосную компоненту излучения NC_p , связанную с возбуждением плазменной турбулентности в результате развития СПН вблизи уровня отражения волны накачки, где она поляризована вдоль магнитного поля \mathbf{B}_0 . Влияние близости f_0 к sf_{ce} не должно сказываться на свойствах таких волн и, следовательно, на спектрах ИРИ (компоненты NC_p). Отсутствие такой зависимости хорошо видно на рис. 16а, тогда как при длительном воздействии зависимость спектров ИРИ от соотношения f_0 и $4f_{ce}$, типичная для областей (V) (верхние

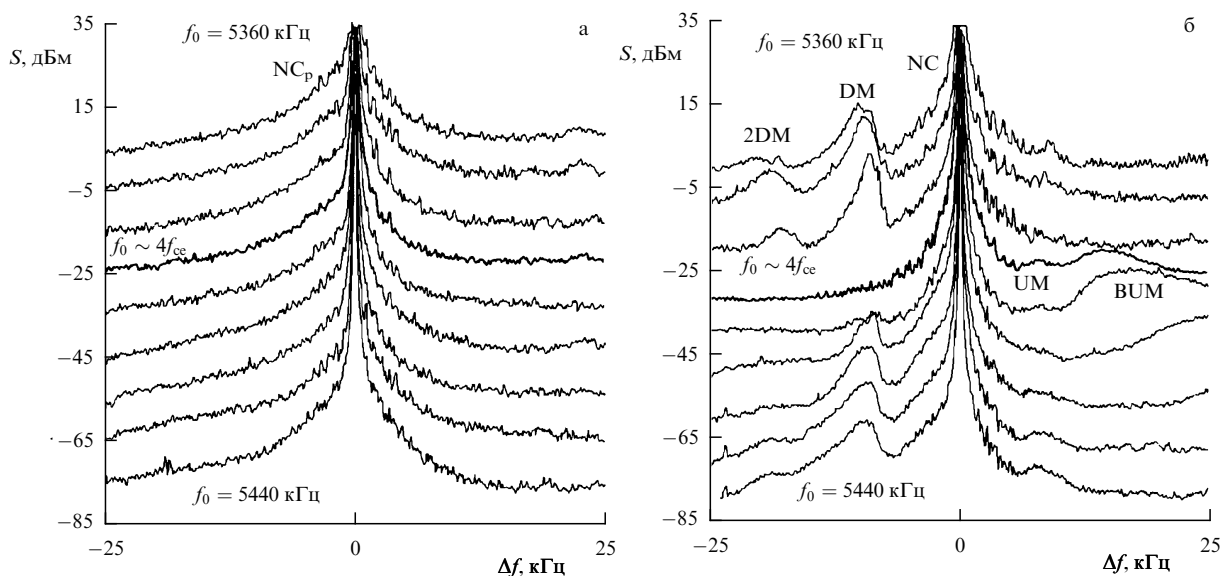


Рис. 16. Спектры ИРИ при воздействии на ионосферу на частотах $f_0 \sim 4f_{ce}$ ($5360 \leq f_0 \leq 5440$ кГц) на стадиях развития ленгмюровской (а) и верхнегибридной (б) плазменной турбулентности. Спектры приведены со сдвигом 10 дБ, шаг по частоте волны накачки составлял 10 кГц. Стенд "Сура", 21.03.2004 [92].

спектры), (I), (II) и (III) (нижние спектры), ясно видна на рис. 16б.

Для отдельного исследования влияния ММН и стрикционного взаимодействия ВГ-волн на спектры ИРИ использовалась методика дополнительного подогрева: неоднородности создавались с помощью волны накачки с частотой, далёкой от кратного гиорезонанса в области ВГР ВН, где $f_0 \approx f_{UH} = (f_{pe}^2 + f_{ce}^2)^{1/2}$, а ИРИ генерировалось с помощью импульсной диагностической волны с малой средней мощностью. Продольный (вдоль магнитного поля) размер ММН достаточно велик: $l_{||} \sim 5-30$ км. При малых углах геомагнитного поля по отношению к вертикали (в условиях стендов EISCAT, HAARP и "Сура" они составляют, напомним, $\alpha_l = 12^\circ, 14^\circ$ и $18,5^\circ$) этот размер приблизительно соответствует высотному размеру возмущённой области ионосферы и сопоставим с размером ионосферного слоя. Диагностическое ИРИ в этом случае генерируется в результате возбуждения ВГ-волн из-за рассеяния диагностической волны с частотой f_{DW} на ММН вблизи уровня её верхнего гибридного резонанса, где $f_{DW} \approx f_{UH}$ (более подробно см. [58, 92]). При этом высота области ВГР диагностической волны (и её частота f_{DW}) может значительно отличаться от высоты ВГР ВН (и частоты f_0), что позволяет проводить диагностику верхнегибридной турбулентности вблизи кратного циклотронного резонанса с помощью диагностического ИРИ, используя частоты $f_{DW} \sim sf_{ce}$ [30].

Семейство спектров диагностического ИРИ при различных частотах диагностической волны вблизи $f_{DW} \approx 4f_{ce}$, $4f_{ce} \approx 5385-5390$ кГц, представлено на рис. 17. Видно, что зависимость спектров диагностического ИРИ от соотношения f_{DW} и $4f_{ce}$ в условиях ММН, созданных внешней накачкой, подобна поведению спектров ИРИ в зависимости от f_0 при свипировании f_0 вблизи $4f_{ce}$.

Подробное изложение поведения различных спектральных компонент ИРИ при быстром свипировании частоты ВН f_0 в окрестности кратных циклотронных резонансов sf_{ce} и детальный анализ нелинейных процессов, ответственных за формирование спектров ИРИ в областях (V), (I) и (II) (см. [50, 58, 92]), лежит за пределами настоящей работы. Здесь приведём лишь некоторые выводы, которые удалось сделать на основе такого анализа.

1. Формирование интенсивных ММН при длительном воздействии на ионосферу обеспечивает сам факт генерации искусственного радиоизлучения в области верхнего гибридного резонанса волны накачки и существенно влияет на интенсивность ИРИ. В свою очередь, форма спектра верхнегибридных компонент ИРИ и факт практически полного их подавления при прохождении частоты волны накачки f_0 через гиорезонансы sf_{ce} определяются дисперсионными свойствами и характером взаимодействия высокочастотных плазменных мод, а также близостью их частот к гиорезонансу. Зависимость вида спектра ИРИ от соотношения f_0 и sf_{ce} исчезает при воздействии короткими импульсами, при котором мелкомасштабные неоднородности не успевают формироваться и возбуждение ИРИ определяется стрикционным взаимодействием волны накачки с легмюровскими волнами, распространяющимися почти вдоль геомагнитного поля.

2. При прохождении частоты волны накачки f_0 через гиорезонансы подавление различных спектральных

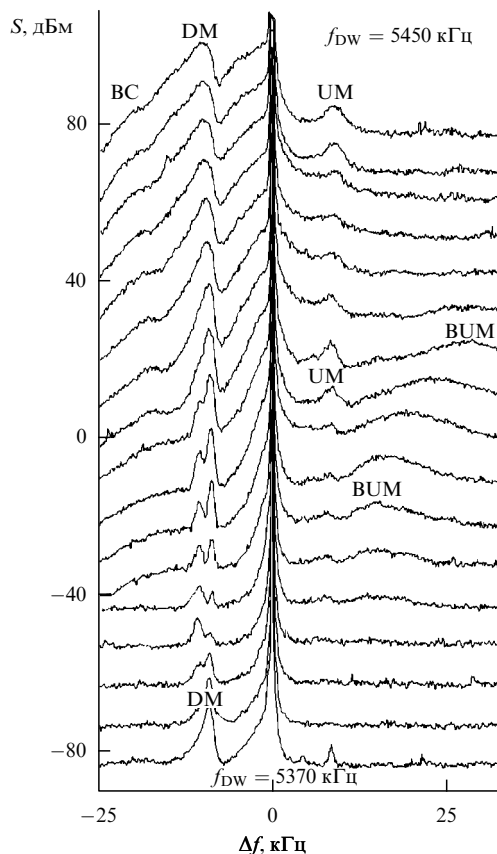


Рис. 17. Спектры диагностического ИРИ при зондировании ионосферной плазмы диагностическими импульсами с несущими частотами $5370 \leq f_{DW} \leq 5450$ кГц вблизи $4f_{ce}$ и дополнительном нагреве на частоте $f_0 = 5620$ кГц. Спектры приведены со сдвигом в 10 дБ, шаг частоты диагностической волны f_{DW} составлял 5 кГц. 26.05.2004 [92].

компонент ИРИ происходит при одной и той же частоте самих этих компонент, совпадающей с частотой волны накачки $f_{0, \min}$, при которой суммарная интенсивность всех компонент ИРИ оказывается минимальной, и с частотой двойного резонанса. Это позволяет, используя существующие модели геомагнитного поля, определять с высокой точностью магнитную индукцию, концентрацию плазмы и высоту области двойного резонанса h_d .

3. Наиболее вероятным механизмом генерации верхнегибридных компонент ИРИ в области гиорезонансов (NC_1 , DM, 2DM, UM) является двойная трансформация электромагнитных волн (в плазменные и обратно) на ММН с промежуточной стадией формирования спектра плазменных волн за счёт процессов взаимодействия высокочастотных плазменных волн, например индуцированного рассеяния или распада с участием нижнегибридных волн. В то же время при $f_0 \approx f_{0, \min} \approx f_d$ заметную роль в формировании спектра плазменных волн, ответственных за генерацию компоненты DM, может играть процесс прямого распада волны накачки на верхнегибридную и нижнегибридную волны.

4. При увеличении f_0 генерация компоненты BUM начинает наблюдаться при частотах, превышающих частоту подавления компоненты UM: $f_0 \geq f_{0, \overline{UM}} \approx f_d - \Delta f_{UM}$, практически сразу после прохождения минимума интенсивности UM. В то же время, поскольку $\Delta f_{0, UM} < \Delta f_{BUM}$, частоты самой компоненты BUM оказываются всегда выше частоты двойного резонанса:

$f_{\text{ВУМ}} = f_0 + \Delta f_{\text{ВУМ}} > f_d$. Наиболее вероятным механизмом генерации компоненты ВУМ является трансформация (рассеяние) ВГ-волн с частотами, превышающими f_d , на ММН. Генерация этой компоненты при достаточно больших значениях $f_0 - sf_{\text{ce}}$ ($f_{\text{ВУМ}} - f_0 \approx f_0 - (sf_{\text{ce}}(h_d) + \delta f)$, $\delta f \sim 15-20$ кГц) происходит заметно ниже высоты двойного резонанса h_d .

4.3. Исследование динамики плазменной турбулентности с помощью диагностического искусственного радиоизлучения ионосферы

4.3.1. Влияние динамики ММН на динамику ИРИ. Уже в первых экспериментах, в которых исследовалась динамика диагностического ИРИ [134], а затем и ИРИ [158] (речь идёт о компоненте ВС), было установлено, что характерные времена эволюции ИРИ близки к временам развития ракурсного рассеяния, аномального ослабления и, следовательно, ММН. Именно этот факт инициировал создание диагностического режима чередования длительного воздействия и коротких (20–30 мс) импульсов с большим периодом повторения (1–3 с) с целью исследования влияния ММН различных масштабов (обладающих различными временами релаксации $\tau_{\text{rel}}(\kappa)$, см. (22)) на генерацию ИРИ. Этот факт способствовал также появлению теоретической модели ВС в рамках схемы двойной трансформации [113, 134]. Процесс формирования спектра плазменных волн W_ω для генерации ВС происходит в результате их индуцированного рассеяния на тепловых ионах, что даёт возможность получить простое аналитическое выражение для W_ω [113] и провести моделирование динамики ИРИ в рамках схемы двойной трансформации (формулы (24)–(26)) с помощью эмпирической модели (21) [30, 114, 131].

На рисунке 18 приведён типичный пример эволюции ВС во времени для пяти различных отстроек $\Delta f = f - f_0$ (жирные линии с шумовой дорожкой). Время нарастания амплитуды ВС составляет 1–1,5 с, хорошо виден overshoot-эффект: через время $t \sim 1,5-2$ с после включения ВН ($t = 0$) амплитуда ВС начинает уменьшаться; после перевода волны накачки из режима непрерывного излучения в импульсный диагностический режим при $t = t_0$ амплитуда ВС снова нарастает, достигает максимума за время $\sim 5-15$ с и после этого релаксирует. В соответствии с данными многочисленных экспериментов [25, 35, 36, 45, 158, 159] типичные времена нарастания ВС и времена первого overshoot'a варьируются от 0,5 до 40 с в зависимости от мощности ВН, ионосферных условий и времени суток.

Результаты моделирования ВС-компоненты на основе формул (21), (22), (24)–(26) показаны на рис. 18 тонкими гладкими линиями [114]. Для моделирования использовалась величина $L = |\partial \epsilon / \partial z|^{-1}$, полученная из анализа ионограмм, зарегистрированных во время эксперимента, и реальное значение мощности накачки $P_{\text{эф}}$. Для согласования измеренной и рассчитанной интенсивности ИРИ они полагались равными при $t = t_0 = 60$ с и $\Delta f = -55$ кГц. Область удовлетворительного согласия результатов моделирования с данными эксперимента в трёхмерном пространстве параметров $\{\Delta n_0^2, p, \alpha_{\text{is}}\}$ (Δn_0^2 — интегральная интенсивность ММН, p — показатель их двумерного пространственного спектра (см. функцию $\Phi_\perp(\kappa_\perp)$ в формуле (21) и последующий текст) и α_{is} — коэффициент, определяющий скорость индуцированного рассеяния) оказывается достаточно узкой,

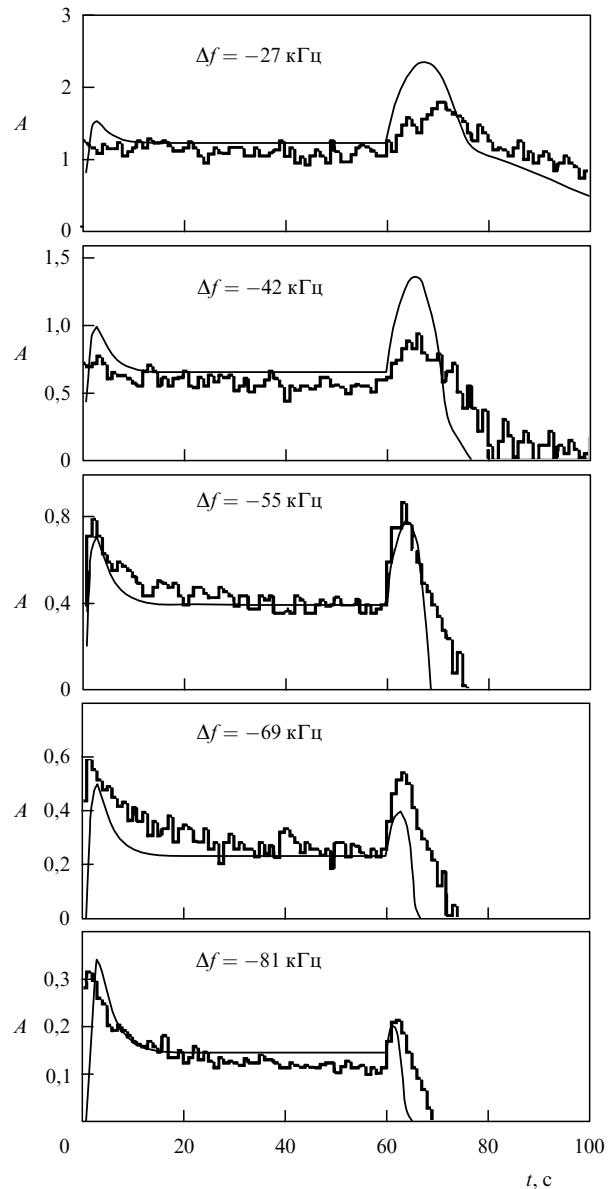


Рис. 18. Динамика амплитуды ИРИ для различных отстроек Δf . Жирные линии с шумовой дорожкой — данные результатов измерений на стенде "Сура" ($f_0 = 5828$ кГц, 23.04.91). Тонкие гладкие линии — результат численного моделирования. Перевод ВН в импульсный режим ($\tau_p = 20$ мс, $T = 1$ с) осуществлялся при $t_0 = 60$ с [114].

порядка 10% для каждого параметра. Большие изменения ведут к значительному ухудшению количественного согласия на различных участках рис. 18 (по частоте и времени) и к появлению некоторых ненаблюдаемых качественных особенностей.

Несомненное соответствие модельных расчётов и результатов измерений позволяет интерпретировать основные особенности поведения ВС-компоненты ИРИ: характерные времена нарастания ВС, величину потока энергии ИРИ на поверхности Земли, стационарный спектр ВС-компоненты, overshoot-эффекты и их характеристики в режиме непрерывного воздействия ВН (на стадии развития ММН) и после переключения накачки из непрерывного режима в диагностический импульсный (на стадии релаксации ММН), характерные времена релаксации ИРИ от импульса к импульсу в диагностическом режиме после достижения максимума интенсивно-

сти. Таким образом, использование численного моделирования в сочетании с измерениями ИРИ создаёт возможность диагностики параметров области тепловой параметрической турбулентности, возникающей в F-области ионосферы под действием ВН: масштабов ММН l_{\perp} , ответственных за генерацию ИРИ и аномальное ослабление на различных стадиях воздействия, показателя пространственного спектра ММН p и его ширины, интенсивности Δn^2 и т.д. С помощью вариации параметров эмпирической модели удастся описать большинство наблюдаемых особенностей динамики ИРИ, связанной с ММН. С результатами подробных экспериментальных исследований медленной динамики ИРИ как в режиме чередования, так и в режиме двухчастотного воздействия при различных частотах (в том числе вблизи гирогармоник) и мощностях ВН, в различное время суток для различных компонент ИРИ в области отрицательных отстроек, а также их сопоставления с результатами соответствующего моделирования можно ознакомиться в [30, 54, 114, 131, 142, 160].

К сожалению, получить простое аналитическое выражение для спектра плазменных волн W_{ω} и провести полноценное моделирование удастся только для ВС-компоненты. Для DM, BUM и других компонент, тем более при $f_0 \sim sf_{ce}$, приходится ограничиваться качественным анализом либо использовать достаточно грубую эмпирическую модель динамики ИРИ [53, 131, 142], которая на стадии диагностического зондирования ($t > t_0$) имеет вид

$$S(t) = S_s \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_s}\right) \exp\left(-S_D \exp\frac{t-t_0}{\tau_D}\right),$$

$$S_D = \ln \frac{S_s}{S_{st}}. \quad (30)$$

Здесь S , S_s , S_D и S_{st} характеризуют интенсивность излучения, интенсивность источника излучения, депрессора излучения и стационарную интенсивность; τ_s и τ_D — времена релаксации ММН, играющих роль соответственно источника и депрессора, $\tau_s > \tau_D$. В [54] по поведению DM- и BUM-компонент ИРИ при $f_0 \sim 5f_{ce}$ оценены величины τ_s и τ_D и проведено сравнение с временем релаксации ММН. В результате установлено, что генерация DM связана с ММН с поперечными размерами $7 \lesssim l_{\perp} \lesssim 30$ м, а BUM — с ММН с более мелкими масштабами $l_{\perp} \lesssim 3-5$ м. По зависимости $z_{mc}(\omega, \kappa)$ можно

оценить область высот источника ИРИ и её протяжённость.

Качественное сопоставление спектральных свойств и динамики DM, BC и "новой" компоненты IDM (см. рис. 10) на стадии диагностического зондирования позволило установить, что в генерации IDM задействованы ММН более мелких масштабов ($l_{\perp} < 6$ м) и, следовательно, она происходит ниже, чем генерация BC и DM. Кроме того, в формировании спектра плазменных волн, ответственных за генерацию IDM, должен быть задействован иной механизм, нежели при генерации DM, поскольку $|\Delta f_{IDM}| < f_{LH} \leq |\Delta f_{DM}|$ и, в отличие от BC, IDM представляет собой выделенный узкий пик в спектре. В связи с этим в [139] сделано предположение, что генерация IDM происходит в результате двойной трансформации ВН на ММН. При этом собственно ИРИ возникает при рассеянии верхнегибридных волн VG_{IDM} на мелкомасштабной части спектра ММН вблизи нижней границы существования ИИТ. В свою очередь, волны VG_{IDM} появляются в спектре плазменных волн в результате индуцированного рассеяния ВГ-волн на частоте ВН на тепловых ионах либо при рассеянии на дрейфовых колебаниях стенок мелкомасштабных ММН. Последний механизм обсуждался при интерпретации лабораторных экспериментов по моделированию ИИТ в лабораторных условиях [161].

Отметим две особенности динамики спектра BUM при "холодном старте" (рис. 19). Во-первых, развитие BUM происходит гораздо медленнее, чем DM и BC. Этот факт также говорит, наряду с более быстрой его релаксацией после перехода в диагностический режим, о вкладе более мелкомасштабной части спектра ММН в генерацию BUM, так как эти неоднородности при возбуждении ТПН растут медленнее (см. рис. 6), а релаксируют быстрее за счёт диффузионного расплывания (см. (22)). Во-вторых, положение пика BUM в спектре ИРИ со временем приближается к ВН (19) [155, 162]. Такое приближение, так же как и наличие сдвига частоты пика δf в эмпирической формуле (23), можно интерпретировать как увеличение значения кратной электронтной циклотронной частоты относительно $sf_{ce}(z_d)$ на высоте двойного резонанса z_d на δf , или, другими словами, смещение области генерации компоненты BUM вниз по высоте по отношению к уровню двойного резонанса [58,

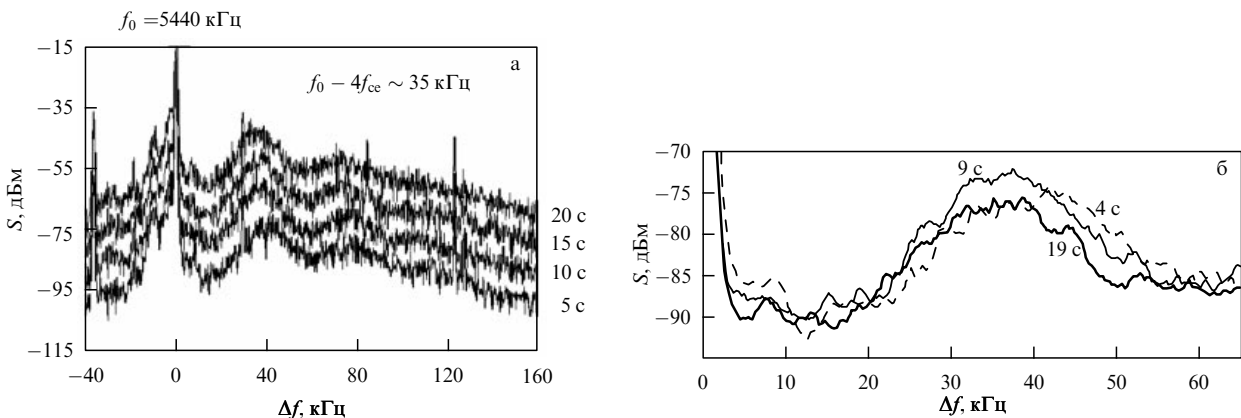


Рис. 19. (а) Семейство спектров ИРИ для $f_0 = 5440$ кГц $> 4f_{ce}$ (стенд "Сура", 21.05.03), на правой оси ординат указано время регистрации спектра после включения ВН, длительность регистрации одного спектра 4 с. (б) Фрагмент того же семейства спектров ИРИ после текущего усреднения по времени, иллюстрирующий развитие BUM во времени. Видно перемещение пика BUM в сторону волны накачки с дальнейшим падением его интенсивности (overshoot) [155].

92]. Такое смещение для четвёртой и пятой гирогармоник по модели геомагнитного поля IGRF составляет $\Delta h \sim \sim \delta f |(\partial f_{ce}/\partial z)|^{-1} \sim 6-7$ км.

Этот факт согласуется с обнаруженным в экспериментах на стенде EISCAT постепенным смещением вниз (на ≈ 10 км) областей генерации оптического свечения и повышения электронной температуры с одновременным смещением пика компоненты BUM в сторону частоты накачки [162]. Такое смещение BUM для излучения ВН в магнитный зенит позднее было обнаружено при генерации спускающегося слоя искусственной ионизации в ионосфере [38] (см. также раздел 5.3). Однако в описанных экспериментах на стенде "Сура", результаты которых представлены на рис. 15, 19, использовались существенно меньшие мощности ВН, чем в [162] и [38], и ВН излучалась вертикально вверх. При вертикальном падении ВН на ионосферу генерации спускающихся слоёв при $f_0 \sim 4f_{ce}$ не наблюдалось даже при максимально возможных мощностях стенда HAARP, хотя приближение пика BUM к f_0 в первые 10 с нагрева отмечалось [38].

Более детально особенности динамики BUM на характерных временных масштабах $\sim \tau_3, \tau_{rel}$ обсуждаются в [36, 45, 50, 155].

После перевода ВН в режим излучения диагностических импульсов, в процессе релаксации ММН, аномального ослабления и верхнегибридных компонент в спектре ИРИ, генерируемого этими импульсами, должны восстанавливаться компоненты, связанные с СПН (NC_p и NCM), а также эффекты ССВ и квазипериодические осцилляции отражённого сигнала ВН. Такое поведение было зарегистрировано в экспериментах [55, 87] и проиллюстрировано на рис. 20–22. Хорошо видно, что со временем после перевода ВН в импульсный режим имеет место уменьшение аномального ослабления, интенсивности UM-компоненты и overshoot DM-компоненты (см. рис. 20, 21), восстановление эффекта ССВ, более заметное для более поздних импульсов, и пичков (см. рис. 22), а также замедление начала генерации BUM со временем после перевода (см. рис. 20).

Последний эффект более подробно исследован в [54] (рис. 23) и показывает, что некий "агент", скорее всего, "сверхмелкомасштабные неоднородности" [163], включённые в процесс генерации BUM-компоненты, после выключения непрерывной накачки релаксируют достаточно быстро (за $t \lesssim 2-3$ с) до уровня, при котором BUM оказывается ниже уровня шумов. Но под действием импульса ВН после некоторой задержки τ_{del} интенсивность BUM начинает экспоненциально нарастать (за время $\sim 20-30$ мс), причём величина τ_{del} растёт со временем после перевода накачки в импульсный режим. Напомним, что при холодном старте и достаточно умеренных мощностях волны накачки BUM развивается за несколько секунд (см. рис. 19), т.е. намного медленнее.

4.3.2. Быстрая динамика плазменных волн, связанная с включением и выключением ВН. Важная информация о природе ИИТ содержится в данных о развитии ИРИ при наличии в плазме "приготовленных" ММН и о релаксации ИРИ после выключения ВН. Поскольку ИРИ представляет собой продукт конверсии плазменных волн (ленгмюровских, верхнегибридных, Z-моды, бернштейновских) в электромагнитные, результаты таких измерений отражают процессы формирования спектра ВЧ-турбулентности и позволяют определять характеристики

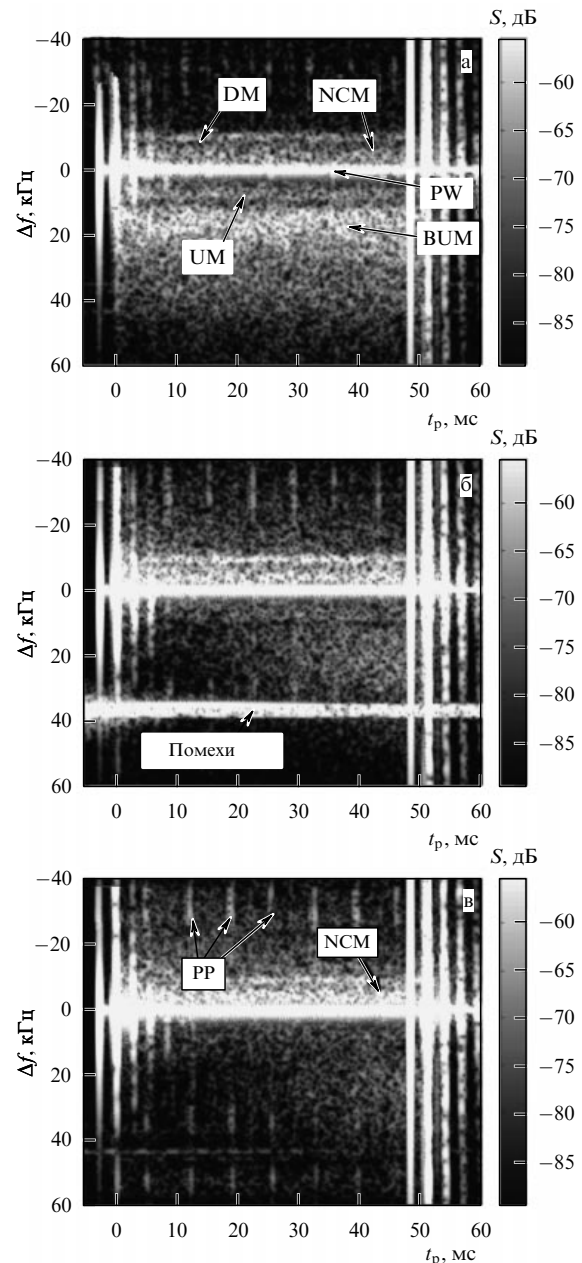


Рис. 20. Спектрограммы первого (а), шестого (б) и 10-го (в) диагностических импульсов ВН после окончания квазинепрерывного нагрева (первый импульс излучался через 120 мс). Период повторения диагностических импульсов ~ 1 с. На рис. а показаны спектральные компоненты ИРИ. На рис. в надпись "PP" относится к отражённым от ионосферы паразитным импульсам ВН с частотой повторения ~ 150 Гц, которые использовались в данном эксперименте как пробные волны для оценки аномального ослабления. Интенсивность ИРИ показана в дБ относительно 1 мВт. t_p — время после прихода переднего фронта отражённого диагностического импульса. Стенд "Сура", 24.09.98, $f_0 > 5f_{ce}$ [55].

плазменных волн на стадиях её развития и релаксации. Примеры релаксации ИРИ на начальной и промежуточной стадиях развития ИИТ даны в разделе 2.2 на рис. 4.

Для исследований быстрой ($t \sim \tau_1 \ll \tau_3$) динамики в режиме чередования (см. введение, п. 2) вместо непрерывной накачки используется квазинепрерывный сигнал с короткими паузами (20–50 мс) с периодом повторения 0,2–1 с. При таком режиме начальная генерация искусственной ионосферной турбулентности (плазменных

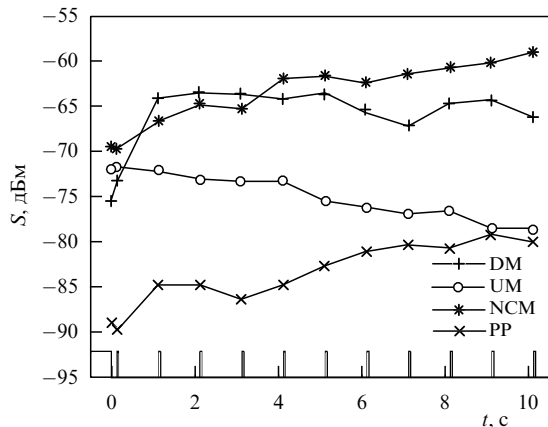


Рис. 21. Динамика интенсивности DM-, NCM-, UM-компонент ИРИ и отражённого паразитного сигнала (PP) после перевода ВН в импульсный режим. Непрерывное излучение ВН и диагностические импульсы схематически показаны внизу рисунка, над осью времени [55].

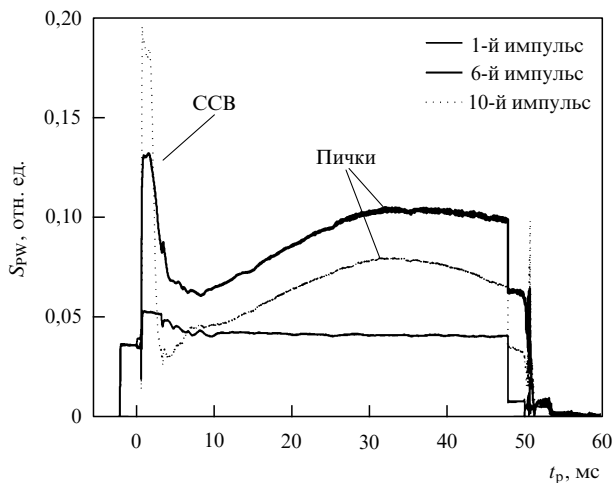


Рис. 22. Интенсивность отражённых от ионосферы первого, шестого и десятого диагностических импульсов ВН длительностью 50 мс, с периодом повторения 1 с. Показаны эффекты ССВ и квазипериодических осцилляций сигнала (пички) [55].

волн и неоднородностей) происходит практически так же, как при непрерывном воздействии, поскольку мелкомасштабные неоднородности плотности плазмы не успевают сколько-нибудь заметно релаксировать за время паузы, а восстановление интенсивности ИРИ после короткой паузы до стационарного уровня происходит в течение короткого времени, гораздо меньшего, чем длительность импульса. В то же время ИРИ практически полностью исчезает за время паузы, что позволяет определить характерные времена его релаксации и, соответственно, декременты затухания плазменных волн и/или Z-мод, ответственных за его генерацию.

Пример восстановления спектра ИРИ после короткой паузы и его релаксации во время паузы показан на рис. 24 для $f_0 \sim 5f_{ce}$. На рисунке 25 приведён пример динамики ИРИ для отстройки $\Delta f = -12$ кГц от частоты волны накачки $f_0 = 4380$ кГц (чёрная линия), где после выключения ВН происходит релаксация ИРИ со временем τ_0 . На этом же рисунке для случая нагрева ионосферы на частоте $f_{01} = 5650$ кГц и диагностического импульсного зондирования на частоте $f_{DW} = f_0$ показана динамика диагностического ИРИ (серая линия) с временем релаксации τ_d .

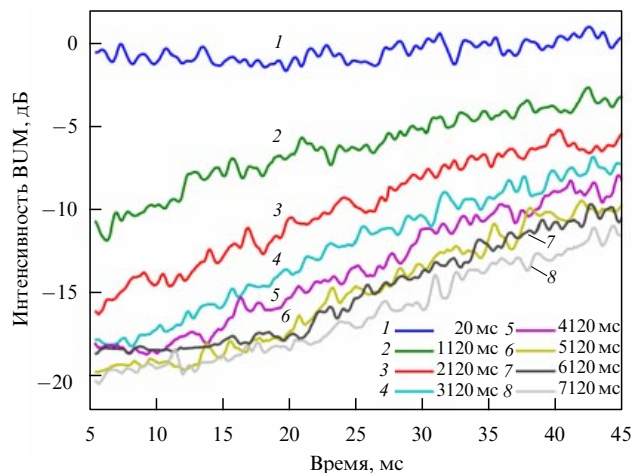


Рис. 23. (В цвете онлайн.) Динамика интегральной нормированной интенсивности BUM в течение диагностических импульсов длительностью 50 мс, с периодом повторения 1 с после выключения квазипрерывной накачки. Время начала излучения импульсов после выключения ВН указано на рисунке. Стенд "Сура", 24.09.98, $f_0 > 5f_{ce}$. Данные усреднены по сеансам с различными Δf_{BUM} . Видна задержка τ_{del} в генерации BUM, увеличивающаяся с номером импульса. При $\tau_{del} > 20$ мс генерация BUM прекращалась [54].

Пример динамики диагностического ИРИ в импульсе на различных Δf при дополнительном нагреве на частоте $f_{01} = 5650$ кГц ($f_{DW} = 4740$ кГц) приведён на рис. 26. Характер динамики ИРИ на стадии развития излучения, когда наблюдается расширение спектра в сторону меньших отстроек, близок к показанному на рис. 4 на стадии СПН. То же имеет место на стадии релаксации, после выключения импульса диагностической волны. Вначале, наряду с уплощением спектра в широкой полосе отстроек, для самых дальних из них наблюдается не только задержка уменьшения интенсивности, но даже усиление излучения (для $\Delta f = 66$ кГц). Такая динамика является ярким проявлением перекачки энергии плазменных волн по спектру вниз по частоте и впервые была обнаружена в [94, 164].

На рисунке 27 представлены результаты измерений декрементов релаксации ИРИ и диагностического ИРИ в диапазоне 4380–6450 кГц, который захватывает область четвёртой гармоники гирочастоты электронов, $4f_{ce} \sim 5400$ кГц. Видно, что при $f_0 \sim f_{DW} \sim 4f_{ce}$ наблюдается максимум декремента релаксации ИРИ. Расчёт зависимости декрементов затухания плазменных волн от частоты ω , выполненный для условий эксперимента, показывает, что подобная зависимость должна иметь место для высот несколько ниже высоты ВГР, т.е. для $\omega > \omega_{UH}$, для плазменных волн с $k_{\perp} \rho_e \sim 0,1-0,15$ с волновым вектором, направленным под углом $\theta \sim 60^\circ-70^\circ$ к магнитному полю [93]. Последнее указывает на важную роль "косых" волн в верхнегибридной турбулентности и генерации ИРИ.

5. Ускорение электронов, оптическое свечение, дополнительная ионизация

5.1. Теоретические представления

Возбуждаемые волной накачки плазменные волны, как известно, ускоряют электроны до энергий \mathcal{E} порядка

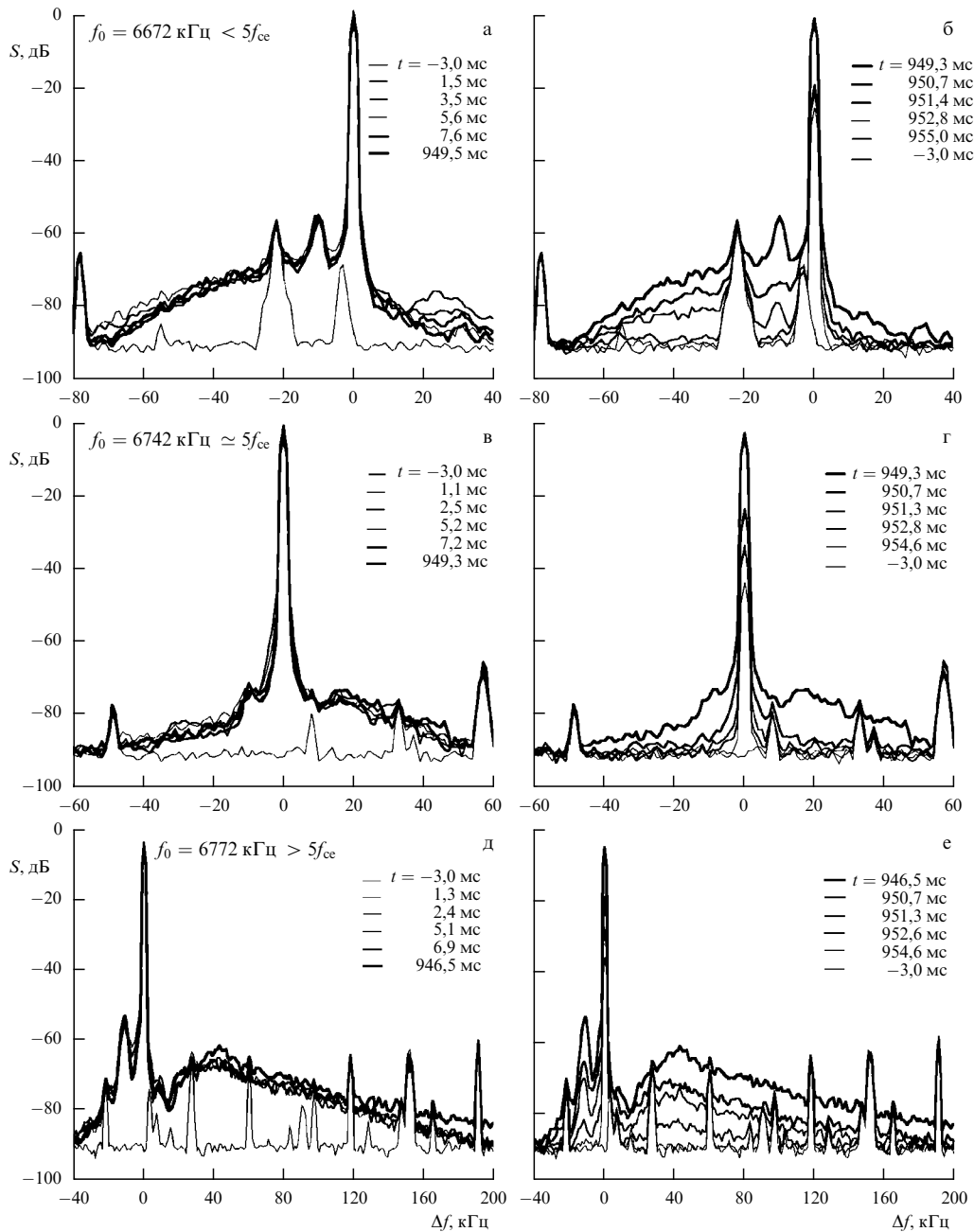


Рис. 24. Динамика спектров ИРИ при квазинепрерывном нагреве. Длительность импульса $\tau_p = 950$ мс, период повторения 1 с на стадии его развития после паузы длительностью 50 мс (а, в, д) и на стадии релаксации (б, г, е). Усреднено по 23 импульсам. $f_0 = 6672 \text{ кГц} < 5f_{ce}$ (а, б), $f_0 = 6742 \text{ кГц} \approx 5f_{ce}$ (в, г) и $f_0 = 6772 \text{ кГц} > 5f_{ce}$ (д, е). Стенд "Сура", 26.09.1998 [51].

десятков электронвольт (согласно [48, 59] — до 60 эВ). Появление ускоренных электронов приводит к ряду наблюдаемых явлений в F-области ионосферы: усилению оптического свечения и дополнительной ионизации ионосферной плазмы. Обсуждается также возможный вклад ускоренных электронов в генерацию ИРИ [148, 165] и излучения в СВЧ-диапазоне [166].

Первые теоретические модели процессов возникновения надтепловых частиц при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением основывались на одномерной квазилинейной теории ускорения электронов плазменными волнами, возбуждающимися в процессе развития СПН вблизи точки отражения мощной волны [167]. Условием эффективного ускорения, как известно, является условие Черенкова $\omega = kv$, где v — скорость элек-

трона. Поэтому эффективно взаимодействуют с плазменной турбулентностью электроны с $v > V_{ph}$ ($V_{ph} = \omega/k$ — фазовая скорость плазменных волн).

"Начальная популяция" таких электронов имеется в ионосфере в достаточном количестве в светлое время суток (фотоэлектроны). Вблизи точки отражения, где на начальном этапе воздействия возбуждается сильная ленгмюровская турбулентность, образование сверхтеплого хвоста функции распределения электронов является следствием случайного набора и потерь ими небольших порций энергии $\Delta E \sim e|E_1|/k$ при быстром (по сравнению с периодом волны $1/\omega$) пересечении коллапсирующих кавитонов [168, 169] размером $\sim 1/k$. Согласно [74, 170, 171], такой процесс может быть промоделирован уравнением Фоккера – Планка для одномерного

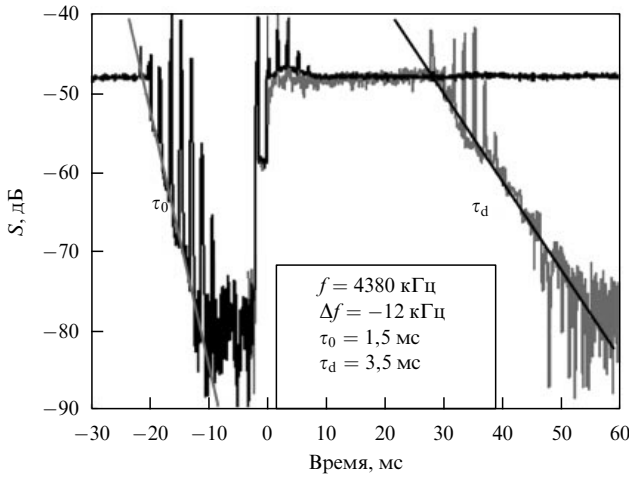


Рис. 25. Пример эволюции ИРИ при квазинепрерывном нагреве (чёрная осциллограмма) и диагностическом импульсном воздействии (серая осциллограмма) [93].

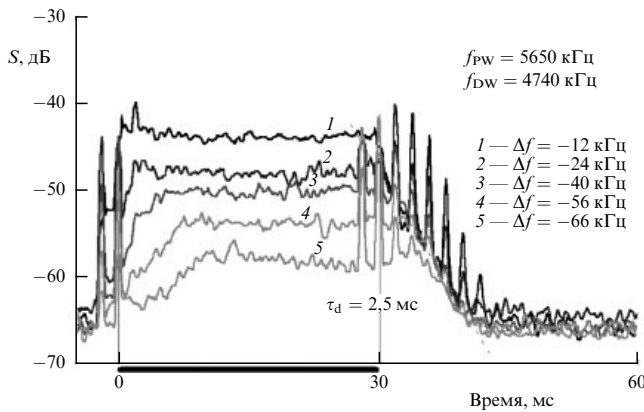


Рис. 26. Динамика ИРИ, генерируемого диагностической волной с частотой $f_{DW} = 4740$ кГц, на различных отстройках Δf в случае интенсивных ММН, созданных волной накачки с $f_0 = 5650$ МГц. "Сура", 25.09.2003, $P_{DW} = 15$ МВт, усреднено по 30 импульсам. Хорошо видны задержки в развитии и релаксации ИРИ при больших Δf , связанные с перекачкой плазменных волн по спектру [66].

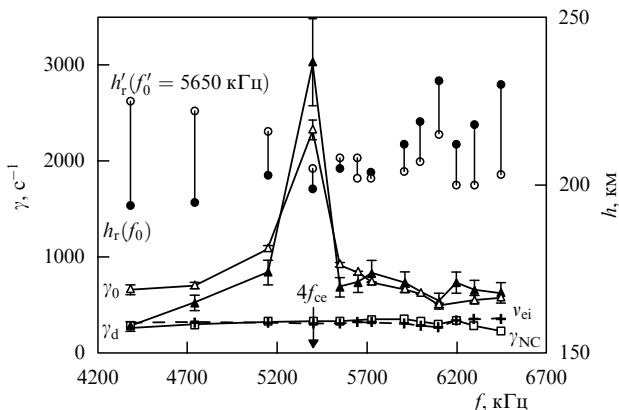


Рис. 27. Зависимость декрементов затухания верхнегибридных компонент ИРИ γ_0 (Δ) и диагностического ИРИ γ_d (\blacktriangle), ленгмюровской компоненты диагностического ИРИ γ_{NC} (\square) от частоты ВН ($f = f_0$) и диагностического зондирования ($f = f_{DW}$) на различных высотах h возмущённой области. Светлые кружки (\circ) соответствуют высотам отражения волны накачки для $f_0 = 5650$ кГц, чёрные (\bullet) — высотам для остальных частот. Показаны также расчётные значения частоты электронно-ионных столкновений v_{ei} (+). "Сура", 24.09.2003, 10:00–14:45 UTC [66, 93].

хвоста усреднённой функции распределения $f(v)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\omega_{pe}^2}{m_e N_e} \frac{\partial}{\partial v} \frac{W_{k=\omega/v}}{v} \frac{\partial f}{\partial v}, \quad (31)$$

где W_k — спектральная плотность энергии ленгмюровских волн. Однако электроны с энергиями $\mathcal{E} > m_e V_{ph}^2/2$ достаточно быстро пересекают область возбуждения СПН (за доли миллисекунды), и такого времени не хватает для достаточного набора энергии в результате ускорения. В этом случае для повышения эффективности ускорения необходимо увеличение времени жизни электронов τ_a в области локализации плазменной турбулентности, что может быть достигнуто за счёт многократного пересечения электроном этой области вследствие упругих соударений с тяжёлыми частицами, в первую очередь нейтральными, за её пределами. Такой механизм был рассмотрен в [172–174], где было получено и проанализировано уравнение диффузии для $F(v, z)$ — изменения изотропной части функции распределения за пределами ускоряющего слоя под его влиянием (здесь v — модуль скорости электрона):

$$\frac{\partial F}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_c \frac{\partial F}{\partial z} \right) = S_0(F), \quad D_c = \frac{v^2}{3v^g}, \quad (32)$$

v^g — частота соударений быстрых электронов с нейтралами, S_0 — усреднённый по питч-углам интеграл столкновений, D_c — коэффициент диффузии. В [173, 175] рассчитана дополнительная ионизация ускоренными электронами в области размером $L_{\mathcal{E}}$, примыкающей к точке отражения ВН ($L_{\mathcal{E}}$ — масштаб энергетических потерь быстрых электронов вследствие неупругих соударений, $L_{\mathcal{E}} \gg L$, L — продольный по z размер области локализации плазменных волн).

Время жизни τ_a возрастает также вследствие эффекта турбулентного удержания электронов в области ускорения, обусловленного их рассеянием на плазменных волнах при неоднородном распределении последних в пространстве волновых векторов [176, 177]. Такая неоднородность возникает при достаточно высоком уровне турбулентности вследствие нелинейной перекачки плазменных волн по спектру [62, 117]. При этом диффузия электронов в пространстве скоростей происходит не только по энергиям, но и по питч-углам, и разлёт электронов вдоль z в области локализации плазменных волн также принимает диффузионный характер [176–178]:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} D_1 \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 D_2 \frac{\partial F}{\partial v} + q(v, z), \quad (33)$$

$$D_1 = \frac{v^5 m_e N_e}{6\omega W V_{Ph}}, \quad D_2 = \frac{2\omega W V_{Ph}^3}{v^3 m_e N_e}, \quad (34)$$

$F(v)$ — изотропная часть функции распределения, $q(v, z)$ — источник быстрых частиц, который может быть связан как с поступлением частиц через границу области, занятой плазменной турбулентностью, так и с рождением частиц внутри области, например, вследствие фотоионизации, W — интегральная плотность энергии плазменных волн. Из уравнения (33) легко оценить характерную энергию \mathcal{E}^* , которую электроны должны приобретать в процессе ускорения, и время жизни τ_a электрона с такой энергией в слое с характерной толщи-

ной L . Действительно, время жизни электрона со скоростью v можно оценить как L^2/D_1 , а его энергию \mathcal{E} на выходе из слоя — как $m_e D_2 \tau$. В результате имеем

$$\mathcal{E}^* \sim m_e \left(\omega L V_{\text{Ph}}^2 \frac{W}{m_e N_e} \right)^{2/5}, \quad \tau_a \sim \frac{L}{V_{\text{Ph}}}. \quad (35)$$

Эффективная скорость движения частицы через слой с неоднородной плазменной турбулентностью равна фазовой скорости плазменных волн V_{Ph} . В условиях экспериментов на стенде "Сура" $\mathcal{E}^* \sim 25\text{--}30$ эВ и превышает потенциалы возбуждения оптического свечения и ионизации основных нейтральных компонент атомарного кислорода $I_O = 13,6$ эВ и молекулярного азота $I_{N_2} = 15,6$ эВ. На стендах EISCAT и HAARP мощность ВН выше, и должна увеличиваться как характерная энергия ускоренных электронов \mathcal{E}^* , так и размер области ускорения L . Оценки показывают, что, по крайней мере при умеренных мощностях ВН, оба механизма — турбулентное удержание, наряду с ускорением (33), в слое с турбулентностью и диффузия при столкновениях с тяжёлыми частицами (32) вне его — должны быть привлечены для интерпретации существующих данных эксперимента.

Ускорение электронов при воздействии на ионосферу вблизи электронных гирогармоник $f_0 \sim sf_{\text{ce}}$ рассматривалось в [148, 174]. В работе [148] показано, что достаточно высокая эффективность ускорения в области верхнего гибридного резонанса плазменными волнами при выполнении условия

$$\omega = s\omega_{\text{ce}} + k_{\parallel} v_{\parallel} \quad (36)$$

приводит к образованию функции распределения надтепловых электронов с существенной поперечной анизотропией. Такие волны оказываются "прижатыми" к направлению $\perp \mathbf{B}_0$ вследствие бесстолкновительного циклотронного затухания. На существование таких волн указывается в эксперименте [93] (см. раздел 4.3.2).

Недавно в [179] был предложен альтернативный механизм стохастического нагрева электронов поперечными плазменными волнами в области ИИТ, аналогичный использованному в [180] для интерпретации нагрева в области отошедшей ударной волны. Однако справедливость такого предположения требует тщательной проверки.

5.2. Оптическое свечение ионосферы

Исследованиям оптического свечения ночной ионосферы при воздействии мощных радиоволн посвящена обширная литература (см., например, [48, 59, 67, 181–191] и ссылки там). Основные измерения оптического свечения проводятся в красной ($\lambda = 630$ нм) и зелёной ($\lambda = 557,7$ нм) линиях атомарного кислорода, связанных с излучением уровней $O(^1D)$ и $O(^1S)$ с энергиями возбуждения $\mathcal{E}_{\text{ex}} = 1,96$ и $4,17$ эВ и временами жизни $\tilde{\tau} = 107$ с и $0,7$ с соответственно. Обнаружено свечение в линиях $\lambda = 844,6$ нм с $\mathcal{E}_{\text{ex}} = 10,99$ эВ и $\lambda = 427,8$ нм с $\mathcal{E}_{\text{ex}} > 19$ эВ и $\tilde{\tau} \approx 10^{-6}\text{--}10^{-5}$ с. Особый интерес представляет свечение в синей линии иона молекулярного азота $N_2^+(B_2\Sigma_u^+)$ с $\lambda = 427,8$ нм, поскольку оно является индикатором дополнительной ионизации молекул азота при воздействии волны накачки.

Для регистрации портретов ночного неба используются цифровые фото- и видеокамеры с широким обзором и достаточно длинным временем экспозиции.

Сопоставление интенсивности свечения в различных линиях с результатами численного моделирования фотохимических процессов, приводящих к генерации свечения, позволяет оценивать функцию распределения ускоренных электронов [48], определять причины появления энергичных частиц (омический нагрев или ускорение на хвосте функции распределения) [182, 187, 189, 191]. Регистрация свечения позволяет изучать крупномасштабную структуру возмущённой области ионосферы, в частности магнитоориентированные плазменные образования [184, 188], положение области свечения относительно "подсвеченной" мощным радиоизлучением области ионосферы, регулярные дрейфовые движения и нерегулярные перемещения областей повышенного свечения и т.д. Существует обширная литература по исследованиям влияния воздействия мощного КВ-радиоизлучения на оптическое свечение, наиболее полный обзор дан, по-видимому, в работе М. Коша [59].

Серия портретов ночного неба в линии $O(^1D)$, зарегистрированная в сентябре 2010 г. на стенде "Сура", представлена на рис. 28 и 29 [188]. Тонкие белые линии на рисунках соответствуют проекциям силовых линий геомагнитного поля на поле зрения камеры на высоте 250 км. На рисунке 28 (вертикальное воздействие) видно смещение пятна свечения со временем на север, что связано с увеличением высоты отражения ВН до ~ 280 м и высыпанием энергичных электронов вдоль геомагнитного поля \mathbf{B}_0 из области ускорения в более плотные слои атмосферы до высот ~ 250 км, где генерируется свечение, а также с образованием магнитоориентированных структур в возмущённой области с поперечными масштабами порядка 1–2 км. В более ранних экспериментах на стенде "Сура" в 1995 и 2004 гг. было зарегистрировано перемещение пятна на восток в результате дрейфа в скрещённых электрическом и магнитном полях [186, 192]. Эффект восточно-западного дрейфа пятна свечения и вытягивания пятна свечения к северу регистрировался ранее на стенде в Аресибо [181], а в работе [184] по измерениям в зелёной линии продемонстрировано существование вытянутых структур при направлении воздействия в магнитный зенит на стенде HAARP.

На рисунке 29 продемонстрированы портреты ночного неба, зарегистрированные при наклоне диаграммы направленности стенда "Сура" к югу в плоскости геомагнитного меридиана. Видно, что в большинстве сеансов воздействия пятно свечения наблюдается в магнитном зените ($18,5^\circ$), независимо от того, наклонена диаграмма на 12° или на 16° . Таким образом, эффект магнитного зенита, обнаруженный на полярных нагревных стендах EISCAT и HAARP ($\alpha_I = 12^\circ$ и 14° соответственно) и заключающийся в усилении различных эффектов воздействия при направлении диаграммы направленности стенда вдоль магнитного поля [190, 193–195], на стенде "Сура" ($\alpha_I = 18,5^\circ$) проявляется в перемещении пятна искусственного оптического свечения в магнитный зенит при различных углах наклона диаграммы направленности к югу и существует при достаточно низких частотах волны накачки. Подобное расположение пятна свечения при различных углах наклона диаграммы направленности к югу (но не при вертикальном воздействии) было обнаружено при анализе данных эксперимента 2000 г. на стенде EISCAT [190].

При наклоне диаграммы направленности стенда на юг во время послезаходного уменьшения критической

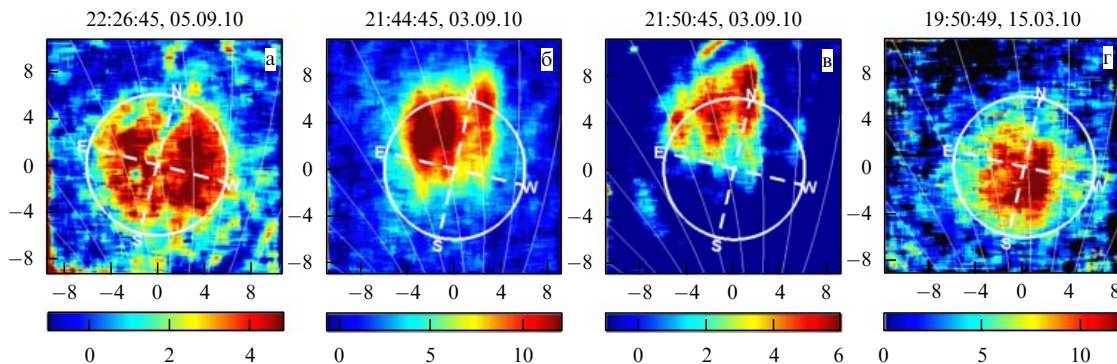


Рис. 28. (В цвете онлайн.) Примеры оптических изображений, зарегистрированных 03–05.09.2010 (а–в) и 15.03.2010 (г) в конце двухминутных квазинепрерывных посылок радиоизлучения стэнда "Сура" для различных ионосферных условий при вертикальном воздействии. Время (UTC + 4 ч (рис. а–в) и UTC + 3 ч (г)) и даты регистрации изображений указаны в верхней части рисунков. По осям отложен угловой размер изображения в градусах. Высота отражения волны накачки на частоте $f_0 = 4375$ кГц (а) составляла 250 км, при $f_0 = 4300$ кГц (г) — 280 км. Здесь рабочая частота стэнда была близка к критической частоте ионосферы f_{OF_2} , а область ВГР волны накачки была расположена существенно ниже, на высоте порядка 255 км. При регистрации изображений, представленных на рис. б и в, при $f_0 = 4375$ кГц высота отражения увеличилась от 265 до 280 км за 6 мин. Здесь область искусственного свечения смещена к северу на $3^\circ - 6^\circ$ относительно центра диаграммы направленности стэнда тем больше, чем выше высота отражения ВН, и представляет собой вытянутые вдоль проекции магнитного поля B_0 полосы оптического свечения. Их угловой поперечный размер составляет $0,5^\circ - 2^\circ$, а расстояние между ними $1^\circ - 3^\circ$. Белая окружность показывает границы диаграммы направленности стэнда, тонкие белые линии показывают направление проекции силовых линий магнитного поля B_0 на плоскость снимка на высоте 250 км [188].

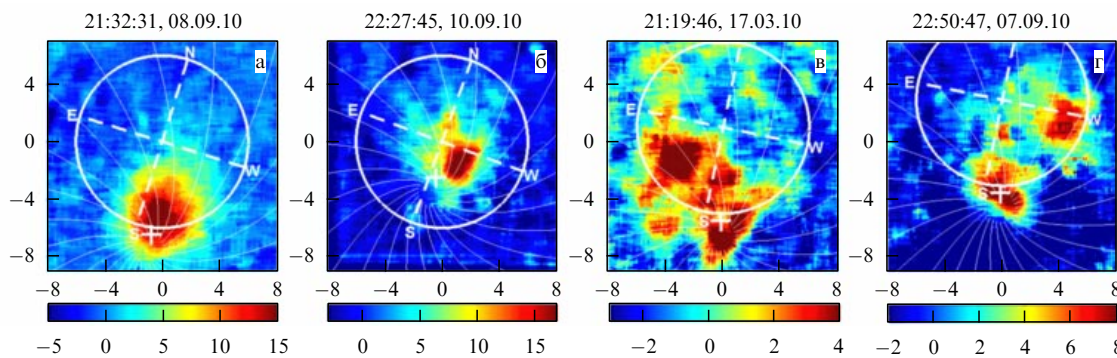


Рис. 29. (В цвете онлайн.) Примеры оптических изображений, зарегистрированных в 2010 г. в конце двухминутных квазинепрерывных посылок радиоизлучения при наклоне диаграммы направленности стэнда "Сура" на юг на 12° (а, в, г) и на 16° (б). Частоты волны накачки f_0 равны 4740 кГц (а), 4375 кГц (б, г), 4300 кГц (в). Московское летнее время (UTC + 4 ч) и даты регистрации изображений указаны в верхней части рисунков. Крест соответствует направлению луча зрения в магнитный зенит [188].

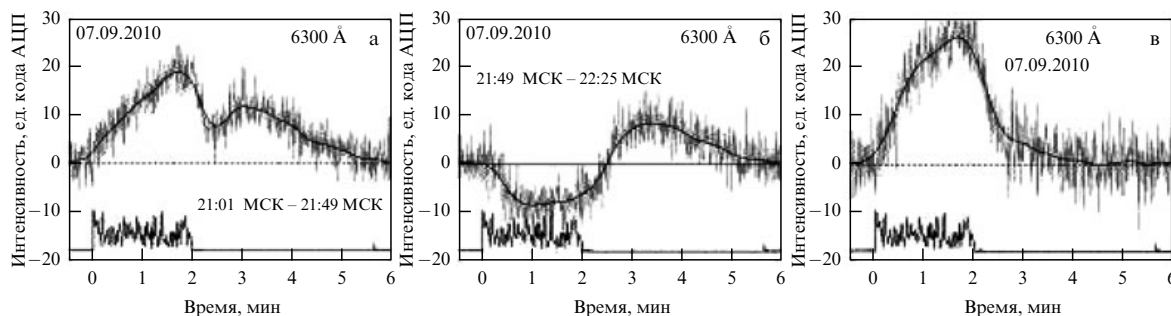


Рис. 30. Динамика интенсивности свечения в красной линии $\lambda = 630$ нм, полученная усреднением (наложение эпох) по нескольким сеансам нагрева. Сигнал стэнда показан на нижних кривых. (а) Эффект совместного действия нагрева и ускорения электронов, (б) только эффект нагрева, (в) разностная кривая, соответствующая только эффекту ударного возбуждения ускоренными электронами [187].

частоты ионосферы f_{OF_2} до значений, превышающих рабочую частоту стэнда "Сура" не более чем на 0,5 МГц, наблюдалась "смена знака" воздействия волны накачки на оптическое свечение ионосферы: генерация искусственного свечения в красной линии сменялась подавлением фонового свечения ночного неба. Как правило,

после отключения стэнда "Сура" за уменьшением яркости свечения следовало её временное увеличение на несколько процентов по сравнению со стационарным средним фоновым значением. Это дополнительное послесвечение присутствовало и в тех сеансах, в которых наблюдалось искусственное свечение в линии 630 нм (рис. 30).

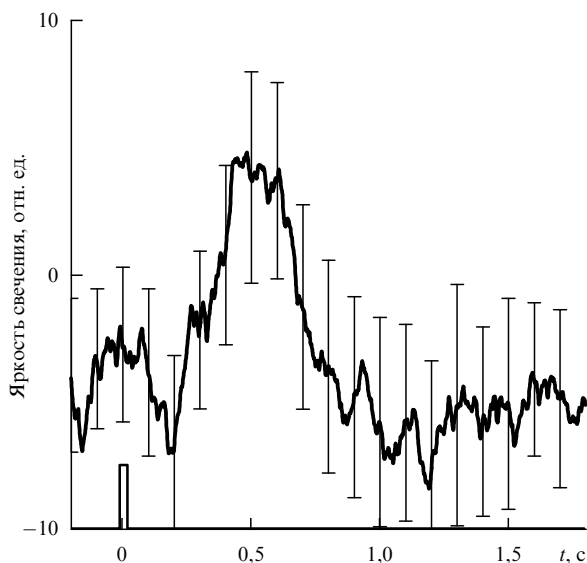


Рис. 31. Сигнал фотометра в зелёной линии ($\lambda = 557,7$ нм) во время импульсного излучения стенда "Сура" 17:17:40–17:18:20 UTC, 07.09.2010, усреднённый по 30 последовательным периодам повторения импульсов. Длительность импульсов $\tau_p = 30$ мс, период повторения 2 с. Время излучения импульса ВН показано прямоугольником на оси абсцисс. Начало оси ординат соответствует среднему значению сигнала фотометра в отсутствие искусственного оптического свечения [188].

Такое поведение яркости свечения может быть объяснено при корректном учёте, наряду с ускорением электронов, нагрева плазмы мощной волной и температурной зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации электронов и ионов молекулярного кислорода — процесса, в результате которого образуются атомы кислорода в возбуждённом состоянии $O(^1D)$ [5]. Уменьшение фоновой яркости во время воздействия мощной радиоволной связано с уменьшением коэффициента рекомбинации по мере возрастания температуры электронов ($\alpha_{\text{eff}} \propto T_e^{-1/2}$), а последующее небольшое увеличение яркости обусловлено накоплением ионов молекулярного кислорода O_2^+ за время действия волны накачки. Такой эффект преобладает, когда по каким-либо причинам эффективность ускорения электронов плазменными волнами снижается, и может быть использован для диагностики аэрономических процессов в верхней атмосфере.

Более быстрые измерения свечения в короткоживущей линии $O(^1S)$ с помощью электрофотометров, подержанные измерениями ИРИ, позволили установить, что при коротких ($\tau_p = 5$ мс) импульсах воздействия ускорение электронов определяется ленгмюровскими волнами, тогда как при переходе от длительного непрерывного воздействия к импульсному — верхнегибридными [183, 196]. Пример записи свечения с помощью фотометра во время короткого импульса приведён на рис. 31 [188].

5.3. Дополнительная ионизация, спускающиеся слои

При $\mathcal{E}^* > I_\gamma$ ($\gamma = O, N_2$) характер ускорения электронов существенно меняется [177]: в правой части уравнения (33) появляется источник ионизации S_{en}^+ , связанный со столкновениями ускоренных электронов с нейтральными частицами [197],

$$S_{\text{en}}^+ = S_1 + S_2 - S_3 = N_n \frac{v}{\mathcal{E}} \left[\int_{\mathcal{E}+E_\gamma}^{2\mathcal{E}+E_\gamma} \mathcal{E}' I^+(\mathcal{E}', \mathcal{E}' - \mathcal{E} - I_\gamma) F(\mathcal{E}') d\mathcal{E}' + \int_{2\mathcal{E}+I_\gamma}^{\infty} \mathcal{E}' I^+(\mathcal{E}', \mathcal{E}) F(\mathcal{E}') d\mathcal{E}' - \mathcal{E} \sigma^+(\mathcal{E}) F(\mathcal{E}) \right]. \quad (37)$$

В уравнении (37) первое слагаемое (S_1) описывает появление электронов с энергией \mathcal{E} за счёт изменения энергии электронов с энергией \mathcal{E}' (рассеянные электроны), второе (S_2) — характеризует появление вторичных электронов с энергией \mathcal{E} , третье ($-S_3$) — отражает уменьшение числа электронов с энергией \mathcal{E} за счёт ионизирующих столкновений. Здесь $I^+(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2)$ — дифференциальное парциальное сечение ионизации первичным электроном с энергией \mathcal{E}_1 , в результате которой испускается электрон с энергией \mathcal{E}_2 , $\sigma^+(\mathcal{E}) = \int I^+(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) d\mathcal{E}_2$ — парциальное сечение ионизации электроном с энергией \mathcal{E}_1 . При каждом акте ионизации выполняется закон сохранения энергии $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}'_1 + \mathcal{E}_2 + I_\gamma$, где \mathcal{E}'_1 — энергия "рассеянного" электрона. Таким образом, в плазме образуются вторичные электроны, часть которых попадает в область энергий $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{\text{ph}} = m_e V_{\text{ph}}^2/2$, вновь ускоряется плазменными волнами вплоть до энергий $\mathcal{E} \sim \mathcal{E}^* > I_\gamma$ и может многократно участвовать в процессе ионизации. Потери быстрых частиц из характерного энергетического интервала ускорения $m_e V_{\text{ph}}^2/2 = \mathcal{E}_{\text{ph}} < \mathcal{E} < \mathcal{E}^*$ связаны в основном с их уходом из области ускорения и с попаданием вторичных электронов в область энергий $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{\text{ph}}$. Процесс дополнительной ионизации приводит, таким образом, к значительному увеличению концентрации надтепловых частиц N_a в области плазменной турбулентности, а при достижении порогового уровня плотности энергии плазменных волн $W_{\text{ion, th}}$, либо размера области турбулентности L начинается экспоненциальный рост N_a [177]. Порог такой неустойчивости определяется соотношением

$$v_{\text{ion}} \tau_a \sim 1, \quad (38)$$

где $v_{\text{ion}} = \sqrt{2\mathcal{E}^*/m_e} \sigma^+(\mathcal{E}^*) N_n$ — частота ионизирующих соударений электронов с энергией \mathcal{E}^* , N_n — концентрация нейтралов. Стабилизация неустойчивости на уровне $N_a/N_e \sim (v_e/\omega)(\mathcal{E}^*/\mathcal{E}_{\text{ph}})$ обусловлена насыщением плотности энергии плазменных волн на пороговом уровне вследствие увеличения затухания Ландау на надтепловых частицах. Попадание вторичных электронов в процессе ионизации в область энергий $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{\text{ph}}$ увеличивает концентрацию фоновой плазмы, причём добавочная концентрация $N_{\text{add}}/N_e \sim [v_{\text{ion}}(\mathcal{E}^*)]/\beta(\mathcal{E}_{\text{ph}}/I_\gamma)$ (β^{-1} — время жизни электрона) при достаточно больших значениях $L \sim 5-10$ км может достигать значений $\sim 25-50\%$.

На эксперименте дополнительная ионизация ионосферы была обнаружена с помощью многочастотного доплеровского зондирования возмущённой области [24, 28, 198, 199]. Показано, что при включении мощной радиоволны в ряде случаев наблюдается положительное доплеровское смещение частоты отражённых от ионосферы пробных радиоволн, достигающее 1–1,5 Гц. Такое смещение не может быть связано с нарушением ионизационно-рекомбинационного баланса в нижней ионосфере вследствие нагрева [200], а появляется вследствие ионизации основных нейтральных компонент при столкновениях с ускоренными электронами с энергиями,

превышающими потенциалы ионизации атомарного кислорода (I_O) и молекулярного азота (I_{N_2}).

В 1999–2001 гг. на стенде "Сура" была проведена серия исследований этим методом при частотах накачки, близких к гармоникам электронной циклотронной частоты, $f_0 \sim sf_{ce}$ ($s = 4, 5, 6$). В большинстве случаев отмечались заметные положительные доплеровские смещения частоты пробных волн ($f_D \sim 0,2–1,4$ Гц) по сравнению с "периодом молчания" мощной волны. Отрицательные значения f_D наблюдались в небольшом числе сеансов, причём значения f_D при $f_0 > sf_{ce}$ оказывались заметно большими, чем при $f_0 < sf_{ce}$. Соотношение f_0 и sf_{ce} в эксперименте определялось по спектрам ИРИ. (Положительные значения f_D соответствуют увеличению N_e во времени на пути распространения зондирующей волны.) Увеличение N_e вследствие нарушения ионизационно-рекомбинационного баланса в нижней ионосфере не должно зависеть от соотношения f_0 и sf_{ce} [200], следовательно, в проведённых экспериментах наблюдалась дополнительная ионизация F-слоя ионосферы ускоренными электронами, причём более сильная при $f_0 > sf_{ce}$. Отметим, что в [48, 201] указано на более высокую интенсивность искусственного оптического свечения при $f_0 > sf_{ce}$ ($s = 2, 4$) по сравнению с обратным случаем, а в [132] отмечалась более высокая интенсивность мелко-масштабных неоднородностей при $f_0 > 4f_{ce}$. В то же время в [199] положительные значения f_D наблюдались при $f_0 < sf_{ce}$, тогда как при $f_0 > 4f_{ce}$ значения f_D были отрицательными, что соответствует уменьшению N_e и вытеснению плазмы из области ВГР ВН (см. также раздел 6).

В экспериментах 2008–2011 гг. на стенде HAARP, после его вывода на максимальную мощность, было обнаружено возникновение искусственных слоёв ионизации, спускающихся на расстояние до 40 км относительно исходного невозмущённого слоя. Первые наблюдения слоёв искусственно ионизированной плазмы были произведены в экспериментах на нагревном стенде HAARP [37, 202] с помощью радара некогерентного рассеяния, ионозонда, а также измерений свечения в зелёной (557,7 нм) и синей (427,8 нм) линиях камерами полного неба на стенде и в зелёной линии в 100 км от стенда. Рисунок 32 демонстрирует данные оптических измерений и ионозонда в течение одного из сеансов воздействия длительностью 4 мин. Видно, что наиболее яркая область зелёного свечения в центре верхних снимков с течением времени спускается с 200 до 150 км. Это очевидно из высотного профиля свечения (рис. 32в).

Как видно из снимков камеры на стенде, области излучения в зелёной и синей линиях изменяются подобным образом. Так как излучение синей линии указывает на ионизацию молекул азота, можно заключить, что в спускающейся области происходит образование новой, свежеионизированной плазмы. Этот вывод находится в согласии с данными ионозонда. Видно также, что скорость спуска от высоты ~ 190 км до остановки на высоте ~ 150 км приблизительно постоянна и составляет $v_{obs} \approx 300$ м с⁻¹. Снижающиеся области радарного рассеяния и зелёного свечения наблюдались ранее в нагревных экспериментах на стенде EISCAT [162, 203, 204]. Однако до экспериментов [37] достаточных свидетельств для вывода о спускающихся слоях искусственной ионизации получено не было.

В настоящее время наблюдения спускающихся слоёв выполнены в широком диапазоне частот ВН: от 2,85 до

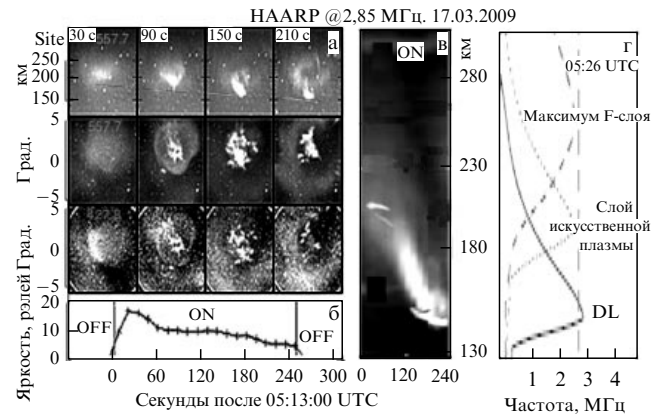


Рис. 32. (а) Портреты искусственного свечения ионосферы с отдалённой камеры (верхний ряд, зелёная линия ($\lambda = 557,7$ нм), указаны высоты свечения) и камеры на стенде, направленной вдоль магнитного поля, в зелёной (2-й ряд) и синей ($\lambda = 427,8$ нм, 3-й ряд) линиях. (б) Средняя интенсивность синей линии в центре портретов 3-го ряда в течение импульса, начинающегося в 05:13:00 UTC. (в) Зависимости высотного профиля зелёного свечения от времени, полученные с помощью удалённой камеры. (г) Высотные профили ионизации, полученные ионозондом в 05:26 UTC. Видны максимум слоя F и два слоя искусственной плазмы: один около нижнего края максимума F-слоя и второй — опустившийся на 50 км вдоль магнитного поля (DL) [37]. Печатается с разрешения Американского геофизического общества (AGU).

7,1 МГц [38, 74, 143]. При этом для диагностики использовались измерения действующей высоты отражения диагностических волн $s f_{DW} = f_0$, импульсы которых излучались во время пауз при квазинепрерывном излучении ВН, по измерениям ИРИ, с помощью зондирования области ИИТ радаром MUIR (стенд HAARP) и EISCAT. Для исследования искусственных спускающихся слоёв использовался также режим свипирования f_0 вокруг sf_{ce} . На рисунках 33–35 показаны соответствующая временная последовательность спектров ИРИ для $f_0 = 5850$ кГц ($\approx 4f_{ce} + 70$ кГц), временной ход амплитуды отражённого (рассеянного) от ионосферы на разных действующих высотах импульсного ($\tau_p = 100$ мкс) сигнала для $f_0 = 5820$ кГц и интенсивности сигнала плазменной линии радара MUIR в зависимости от времени и дальности [38, 143].

Видно, что через 10–15 с после включения ВН компонента BUM разделяется на две: "традиционную" BUM_S с неизменной позицией в спектре на $\Delta f_{BUM_S} \approx 50$ кГц и "дрейфующую" BUM_D , пик которой приближается к частоте ВН со скоростью $r_f = |d\Delta f_{BUM_D}/dt| \approx 1,2$ кГц с⁻¹, что согласно (23) и модели геомагнитного поля IGRF соответствует скорости снижения области генерации BUM $v_{BUM} \approx 450–500$ м с⁻¹. Одновременно наблюдается уменьшение дальности l до области генерации плазменной линии (сигнал радара MUIR) с приблизительно той же скоростью и снижение действующей высоты отражения переднего фронта диагностических импульсов h_{diag} . Последнее прямо свидетельствует об увеличении плотности плазмы вследствие появления слоя дополнительной ионизации. Генерация дрейфующей компоненты BUM_D , уменьшение высот отражения диагностических импульсов и высот генерации сигнала плазменной линии прекращаются, когда в силу увеличения напряжённости геомагнитного поля при приближении к Земле

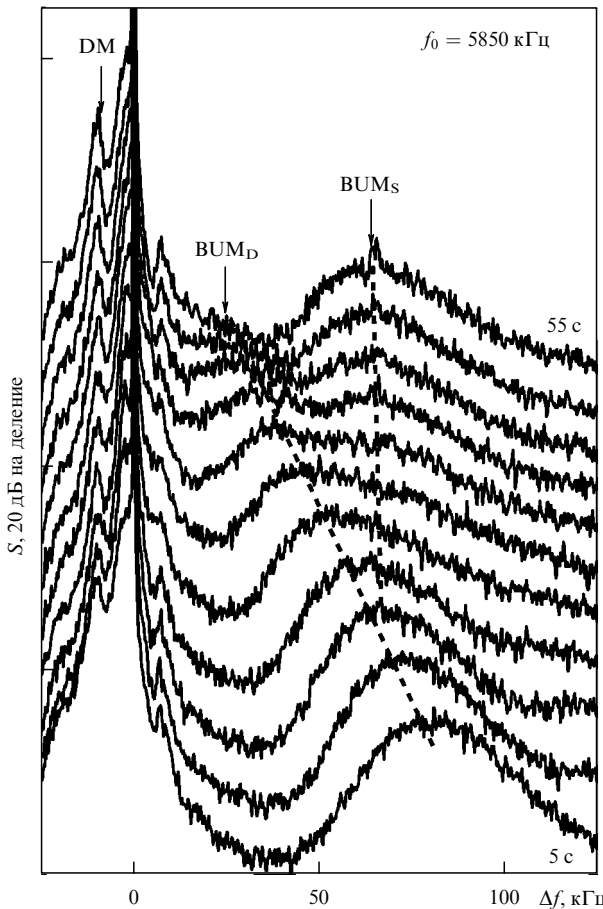


Рис. 33. Спектры ИРИ для $f_0 = 5850$ кГц. Стенд НААРП, 28.03.11, 15:50:30 – 15:51:30 AST с интервалом в 5 с начиная с пятой секунды нагрева. Последовательные спектры сдвинуты по оси ординат на 5 дБ. Штриховыми линиями обозначены позиции пиков компонент BUM_S и BUM_D [38].

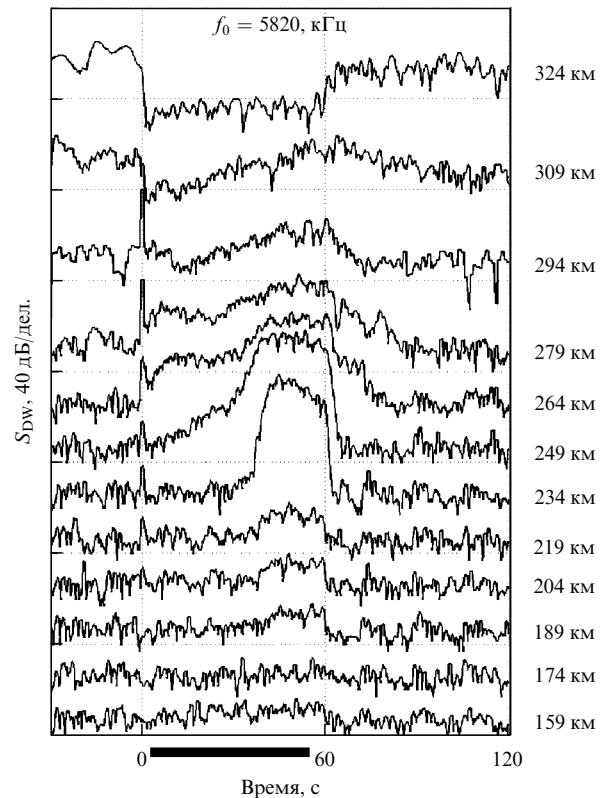


Рис. 34. Интенсивность отражённого от ионосферы диагностического сигнала в зависимости от времени для различных действующих высот отражения (указаны справа) при $f_0 = 5820$ кГц, 15:45:00 – 15:47:30 AST, 28.03.2011. Сдвиг линий составляет 20 дБ. Жирной линией снизу отмечено время квазинепрерывного излучения стенда НААРП. Хорошо видно значительное (до 50 дБ) усиление отражённого сигнала с высот 234 и 249 км (на 65–75 км ниже начальной действующей высоты отражения) через ≈ 35 –40 с после включения ИРИ [143].

используемая для свипирования частота ВН f_0 сравнивается с $4f_{ce}(h_d)$, т.е. на высоте двойного резонанса.

При быстром свипировании частоты волны накачки f_0 (со скоростью $r_{f_0} = 5$ кГц $s^{-1} > r_f$) вокруг $4f_{ce}$ в диапазоне $5930 \rightarrow 5730 \rightarrow 5930$ кГц (рис. 36, [143]) динамическая компонента BUM_D , соответствующая слою дополнительной ионизации, генерировалась при $f_0 > 4f_{ce}$. Частота двойного резонанса $f_d = 4f_{ce}(h_d)$ в фоновой ионосфере, определённая по пропаданию DM в спектре ИРИ, составляла $f_d = 5757$ кГц ($h_d \approx 205$ км), слой искусственной ионизации существовал при $5800 < f_0 < 5900$ кГц и был расположен на $\Delta h \approx |(\Delta f_{BUM_S} - \Delta f_{BUM_D})(4df_{ce}/dh)^{-1}| \approx 8$ –10 км ниже невозмущённого "основного". Сдвиг Δh для $\Delta f_{BUM_S} > 30$ кГц оказывался меньшим, чем при воздействии на фиксированной частоте, поскольку скорость частотного дрейфа пика ВУМ (BUM_S и BUM_D) в спектре ИРИ в такой постановке эксперимента определялась скоростью перестройки частоты ВН r_{f_0} , заметно превышающей скорость дрейфа r_f при $f_0 = \text{const}$, и искусственный слой просто не успевает достичь высот h_d .

При отсутствии BUM_D ($5730 < f_0 \leq 5800$ кГц) обнаруживается сигнал плазменной линии, дальность до области генерации которого l "следит" за дальностью l_{ce} , где $f_0(t) = 4f_{ce}(l_{ce}(t))$, $\Delta l = l - l_{ce} = \text{const}$ при изменении f_0 , но имеет различные значения при увеличении и уменьшении

f_0 во время свипирования. Подобный эффект, т.е. "отслеживание" слоем искусственной ионизации высоты кратного циклотронного резонанса при $s = 2$, $f_0 \approx 2f_{ce}$ наблюдался в эксперименте [202] при ступенчатом увеличении f_0 на 5 кГц каждые 18 с или 36 с в диапазоне 2,85–2,95 МГц. При этом плазменная частота в фоновой ионосфере f_{pe} в ряде сеансов опускалась ниже f_0 и $[f_0^2 - f_{ce}^2]^{1/2}$, тогда как в искусственном слое она не опускалась ниже $[f_0^2 - f_{ce}^2]^{1/2}$, т.е. всегда наблюдался верхний гибридный резонанс ВН.

Отметим несколько особенностей искусственных слоёв в случае $f_0 \sim 4f_{ce}$: 1) при проходе f_0 через частоту двойного резонанса фоновой плазмы f_d сигнал плазменной линии, соответствующий рассеянию на ленгмюровских волнах, пропадал (см. рис. 36), что свидетельствует о том, что ввод энергии в плазму осуществляется, по всей видимости, через верхнегибридную моду, чувствительную к соотношению f_0 и f_d (см. (17) и сопутствующий текст); 2) искусственные слои возникают только при ориентации диаграммы направленности в магнитный зенит [38], тогда как при $f_0 \sim 2f_{ce}$ они наблюдаются и при вертикальном воздействии [202]; 3) спускающиеся слои наблюдаются только при начальных высотах взаимодействия $h \leq 200$ –210 км, при $h \geq 230$ км они не возникают; 4) при "холодном старте" в отсутствие ММН начальная дальность области генерации плазменной линии l соот-

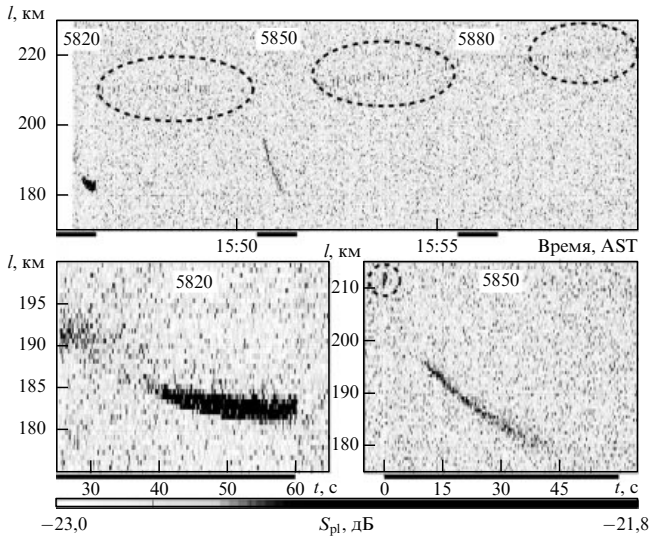


Рис. 35. Интенсивности сигнала плазменной линии радара MUIR S_{pl} в зависимости от времени и дальности $l = h / \sin \alpha_l$ при излучении ВН в магнитный зенит на частотах 5820, 5850 и 5880 кГц. Стенд HAARP, 28.03.2011, 15:45:30 – 16:00:00 AST. Жирными линиями внизу отмечено время квазинепрерывного излучения стенда. Пунктиром обведены области усиления плазменной линии при импульсном излучении ВН ($\tau_p = 20$ мс, $T = 1$ с). Снизу — увеличенные изображения при квазинепрерывном излучении ВН для сеансов 15:45:30 – 15:46:30 AST ($f_0 = 5820$ кГц) и 15:50:30 – 15:51:30 AST ($f_0 = 5850$ кГц). Приблизительное время включения радара 15:45:55 AST. 28.03.2011 [38, 143].

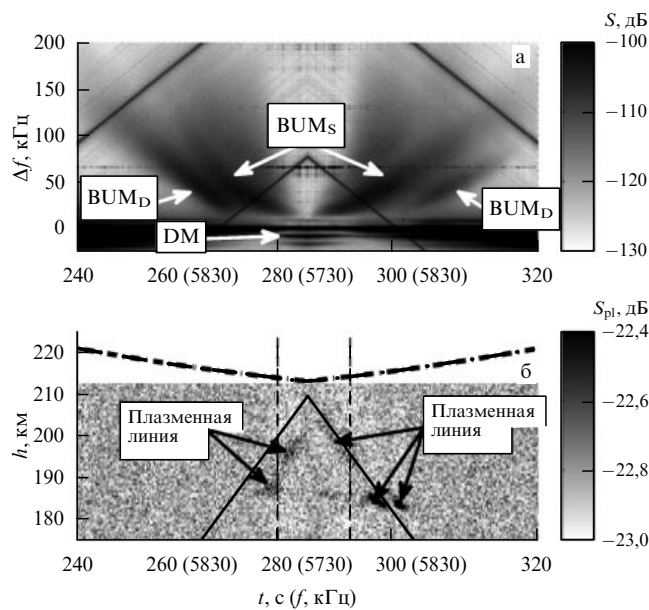


Рис. 36. Спектрограмма ИРИ (а) и интенсивность сигнала плазменной линии радара MUIR (б) в зависимости от времени и высоты h при быстром свипировании частоты ВН f_0 . 16:04:00 – 16:04:20 AST, 28.03.2011. Вертикальные штриховые линии — частота двойного резонанса f_d . Штрихпунктирная линия — высота плазменного резонанса фоновой ионосферы $f_0 = f_{pe}$. Сплошная чёрная линия на рис. б — высота четвёртого электронно-циклотронного резонанса $f_0 = 4f_{ce}$. В скобках указаны значения f_0 .

ответствует области ленгмюровского резонанса $f_0 = f_{pe}$, там же сигнал наблюдается при переходе от непрерывного воздействия к диагностическим импульсам после исчезновения искусственного слоя и релаксации ММН.

Опишем кратко качественную модель спускающегося слоя в виде фронта ионизации, создаваемого сверхтепло-

выми электронами, ускоренными плазменной турбулентностью [205].

Возбуждение турбулентности радиоволной и ускорение ионосферных электронов происходят в области резонанса, где плотность плазмы N_e обозначим как N_c . В случае ленгмюровской турбулентности — это область плазменного резонанса, где $f_{pe} \approx f_0$, в случае верхнегибридной — на несколько километров ниже, где $f_0 \approx f_{UH}$. Допустим, что электроны ускоряются в диапазоне энергий $\mathcal{E}_{min} \leq \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{max}$ и $\mathcal{E}_{max} \gg I_\gamma$ ($\mathcal{E}_{min} \approx \mathcal{E}_0$, $\mathcal{E}_{max} \sim \mathcal{E}^*$). В силу замагниченности, электроны убегают из зоны ускорения вдоль магнитного поля и, сталкиваясь с нейтральными частицами, создают "язык" свежеионизованной плазмы.

Обозначим характерный продольный ($\parallel \mathbf{B}_0$) размер области ионизации ниже области ускорения как L_{\parallel} , а время достижения плотности N_c как τ_{ion} . Скорость ионизации q_a определяется из уравнения

$$q_a = N_a \langle v_{ion}(\mathcal{E}) \rangle, \quad (39)$$

где $v_{ion}(\mathcal{E})$ — частота ионизации, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по распределению ускоренных электронов с плотностью N_a .

На каждом временном шаге t_i ионизация происходит вблизи высоты плазменного резонанса $h_c(t_i)$, где $N_e(h_c) = N_c$. Высотный профиль плотности ниже h_c можно представить в следующем виде:

$$N_e(x, t_i) = N_c \Psi(x), \quad (40)$$

где $x = z/L_{\parallel}$, $z = (h_c - h) / \cos \alpha_l$ — расстояние вдоль \mathbf{B}_0 , α_l — угол наклона геомагнитного поля от вертикали ($\sim 14^\circ$ для HAARP). Очевидно, что $z > 0$.

Монотонная функция $\Psi(x)$ должна удовлетворять очевидным условиям: $\Psi(0) \geq 1$ и $\Psi(x) \rightarrow 0$ при $x \gg 1$, так как плотность фоновой плазмы вдали от резонанса мала, $N_0 \ll N_c$. Конкретный вид $\Psi(x)$ для качественных оценок не важен. Так как отношение $\delta_e(\mathcal{E})$ неупругих (v_{il}) частот столкновений к упругим (v_{ei}) мало, ускоренные электроны быстро изотропизируются из-за упругих соударений, и $L_{\parallel} \approx (l_{ion}(\delta_e/2)^{1/2})$, где $l_{ion} = v/v_{ion}$ — длина ионизации.

Полагая, что темп ионизации значительно превышает рекомбинационные и диффузионные потери, получаем

$$N_e(x_i, t_{i+1}) = \int_{t_i}^{t_{i+1}} q_a(x_i, t') dt' \approx q_a(z_i) \Delta t_i. \quad (41)$$

Очевидно, что как только плотность плазмы в некотором слое $x_i \leq 1$ достигнет N_c , радиоволна будет возбуждать турбулентность в этом слое, т.е. $h_c(t_{i+1}) \approx h_c(t_i) - xL_{\parallel}$. Это условие и уравнения (39)–(41) определяют время ионизации, $\tau_{ion}^{-1} \approx q_a/N_c$, и скорость ионизационной волны (фронта)

$$v_d = \left| \frac{dh_c}{dt} \right| \approx L_{\parallel} \tau_{ion}^{-1} \approx \left\langle v \sqrt{\frac{\delta_e}{2}} \right\rangle \frac{N_a}{N_c}. \quad (42)$$

Так как $\langle \delta_e^{1/2} v \rangle \approx 1,5 \times 10^6$ м с⁻¹, то из (42) следует, что значение v_d равно $v_{obs} \approx 300$ м с⁻¹ при достаточно малой плотности ускоренных электронов $N_a = N_a^{(d)} \approx 6 \times 10^{-4} N_c$.

Следует отметить, что скорость фронта (42) не зависит от плотности нейтрального газа N_n , т.е. v_d постоянна по высоте, если на каждом шаге генерируется одна и та же турбулентность и, следовательно, одно и то же распределение ускоренных электронов. При наруше-

нии этого условия скорость спуска изменяется даже при неизменном источнике. В частности, на достаточных низких высотах необходимо учитывать уменьшение продольного размера области турбулентности (ускорения), который теперь определяется ионизационной длиной $l_{\text{ion}} \sim N_n^{-1}$. Не менее важным фактором являются также неупругие потери, которые ограничивают максимальную энергию \mathcal{E}_{max} на высотах < 160 км [205]. В то же время, поскольку частота ионизирующих столкновений $\propto N_n$, которая падает с высотой h , при увеличении высоты резонансной области процесс искусственной ионизации должен заметно ослабляться.

6. Модификация профиля электронной концентрации вблизи плазменных резонансов волны накачки

В разделе 5.3 указывалось, что изменения электронной концентрации N_e в F-области ионосферы под действием ВН могут быть связаны, во-первых, с нарушением ионизационно-рекомбинационного баланса в нижней ионосфере вследствие нагрева электронов (коэффициент диссоциативной рекомбинации $\alpha \propto T_e^{-1/2}$), приводящим к увеличению N_e и, как следствие, образованию дефокусирующей линзы для радиоволн [200]. Во-вторых, величина N_e может нарастать вследствие ионизации основных нейтральных компонент при столкновениях с ускоренными ВЧ-плазменной турбулентностью электронами [24] (см. раздел 5.3). И, в-третьих, в верхней ионосфере (F-области) нагрев электронов плазменными волнами и ВЧ-давление плазменных волн приводят к вытеснению плазмы из области локализации последних [206–208], т.е. из области между высотой отражения ВН h_r , где $f_0 \simeq f_{pe}$, и областью несколько ниже верхнегибридного резонанса ВН, где $f_0 = f_{UH} = (f_{pe} + f_{ce})^{1/2}$. Последнее приводит к заметному уменьшению N_e , особенно в области верхнего гибридного резонанса ВН [27, 199, 209].

Модификация профиля электронной концентрации $N_e(h)$ в возмущённой области ионосферы исследуется с помощью многочастотного доплеровского зондирования (МДЗ) [210]. Суть метода заключается в использовании для зондирования набора пробных радиоволн с различными частотами. Анализ фазовых характеристик отражённых от возмущённой области пробных сигналов позволяет восстановить профиль $N_e(h)$. Высотное разрешение восстановленного профиля напрямую зависит от сдвига частоты между "соседними" пробными волнами, а диапазон частот пробных волн определяет диапазон высот в восстановленном профиле. В первых МДЗ-экспериментах [27, 198, 199, 209] их количество не превышало восемь.

С 2006 г. применяется модифицированный метод МДЗ [66], позволяющий значительно увеличить разрешение восстановленного профиля, а также проследить динамику его модификации. Это достигается за счёт использования излучения стенда "Сура" как для накачки, так и для зондирования с помощью специальных комбинированных режимов излучения (см. введение, п. 3). Зондирующее излучение в этом случае представляет собой последовательность коротких (длительностью 20–200 мкс) радиоимпульсов. Регистрация отражённого от ионосферы радиоимпульса с помощью современных широкополосных приёмников позволяет выделить на фоне шумов эфира спектральные составляющие в

полосе частот до 1 МГц. Эти спектральные компоненты играют роль пробных волн. Применение регуляризирующих алгоритмов позволяет при решении обратной задачи корректно учитывать влияние геомагнитного поля. В итоге метод позволяет достичь следующих показателей восстановленного профиля $N_e(h, t)$: высотное разрешение ~ 50 м, диапазон высот 30 км, временное разрешение 100–200 мс.

В экспериментах, проведённых в 2008 и 2010 гг. на стенде "Сура" [29, 211], наблюдалось вытеснение плазмы (уменьшение $N_e(h)$) из областей плазменных резонансов во время излучения ВН. В 2014 г. аналогичные эксперименты были проведены на стенде HAARP при на порядок большей мощности ВН [95]. Результаты этих экспериментов представлены на рис. 37 и 38. Из рисунка 37 видно, что через ~ 1 с после включения ВН начинается выдавливание плазмы из области отражения ВН, а затем, через 2–3 с, начинается более заметное выдавливание из области ВГР волны накачки. Скорость вертикального движения уровня отражения пробных волн при этом достигает ± 100 м с^{-1} . Итоговое уменьшение концентрации электронов в области ВГР составило 0,5–0,7% (см. рис. 38) за 30 с нагрева. После окончания нагрева в течение 15–30 с наблюдается обратный эффект сгонки плазмы в область ВГР. По рисунку 37б

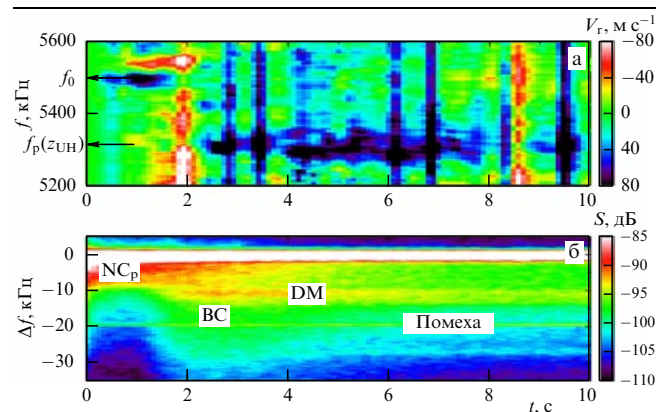


Рис. 37. (В цвете онлайн.) Зависимость скорости движения точки отражения пробных волн V_r (а) от времени и частоты для сеанса нагрева, начавшегося в момент $t = 0$; $V_r > 0$ соответствует движению вниз. (б) Спектрограмма ИРИ для того же сеанса нагрева. Отмечены спектральные компоненты: Narrow Continuum, Downshifted Maximum и Broad Continuum [95].

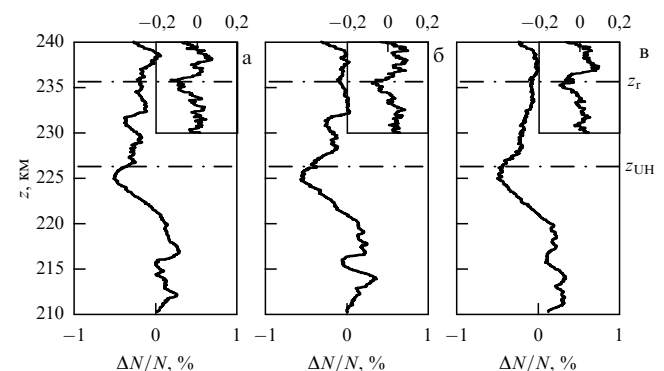


Рис. 38. Зависимость относительных вариаций электронной концентрации $[N(t) - N(0)]/N(0)$ от высоты в момент времени 2,4 с (вставки на рис. а–в) и 30 с (а–в) после начала нагрева. z_r и z_{UH} соответствуют высотам отражения и верхнего гибридного резонанса ВН [95].

видно, что одновременно с началом выдавливания плазмы из области отражения ВН в спектрах ИРИ появляется компонента NC_p , компоненты DM и BC появляются одновременно с началом выдавливания из области ВГР волны накачки, а NC_p подавляется (overshoot-эффект). Это говорит о том, что вытеснение плазмы из области отражения ВН и генерация NC_p связаны с возбуждением СПН на начальной стадии воздействия, тогда как более медленные процессы в области ВГР (тепловая параметрическая и резонансная неустойчивости), приводящие к созданию ММН и генерации BC- и DM-компонент ИРИ, экранируют точку отражения, и ввод энергии накачки в плазму осуществляется в области ВГР.

7. Заключение

В настоящем обзоре проанализированы результаты исследований явлений, происходящих в ионосфере при воздействии на неё мощных коротких радиоволн О-поляризации в области плазменных резонансов.

В обзор включены результаты, полученные в основном при непосредственном участии авторов. В исследованиях динамических характеристик ИИТ были использованы описанные диагностические схемы воздействия. Речь идёт об исследованиях свойств ИИТ с помощью измерений отражённых от ионосферы сигналов ВН и ИРИ на начальной и промежуточной стадиях воздействия импульсами с малой скважностью; об исследованиях тепловой параметрической (верхнегибридной) турбулентности при воздействии в режиме чередования квазинепрерывного и импульсного излучения ВН с помощью измерений ИРИ; об исследовании зависимости свойств ИРИ от соотношения частоты ВН и электронных гирогармоник при отсутствии ММН и при высоком стационарном уровне их интенсивности с помощью свипирования f_0 в окрестности sf_{ce} ; об обнаружении спускающихся слоёв искусственной ионизации с помощью ионозонда и оптического свечения ионосферы (при $f_0 \sim 2f_{ce}$) и с помощью ИРИ, пробных волн и радара MUIR (при $f_0 \sim 4f_{ce}$); о положении и структуре пятна искусственного оптического свечения ионосферы; о динамике яркости оптического свечения при воздействии; о вытеснении плазмы из областей плазменных резонансов. В обзоре мы ограничились лишь кратким изложением теоретических представлений о механизмах возбуждения ИИТ, на которых основываются выводы, следующие из экспериментов.

В обзор, к сожалению, не вошли результаты исследований зависимости эффективности генерации ИРИ от разницы частот волны накачки и диагностической импульсной волны с малой средней мощностью ($f_0 - f_{DW}$), которые позволяют изучить высотную структуру возмущённой области ионосферы от её центра, где вблизи уровня ВГР осуществляется ввод энергии ВН в плазму, до периферии, где вблизи ВГР диагностической волны генерируется диагностическое ИРИ. Не включены в обзор также результаты исследования ИРИ, генерируемого короткими диагностическими импульсами с длительностью $\tau_p \ll \tau_1, \tau_{prop}$ (τ_{prop} — время распространения диагностического импульса до точки отражения и обратно). Результаты этих исследований будут опубликованы отдельно [30, 212]. Практически не анализируется (за исключением раздела 5, в котором приведены результаты исследований искусственного оптического све-

чения ионосферы на стенде "Сура" и спускающихся слоёв искусственной ионизации на стенде HAARP) эффект магнитного зенита. Более подробное освещение этого вопроса и ссылки на соответствующую литературу читатель может найти в обзоре [3]. Не рассматриваются в работе просвечивание возмущённой ионосферы сигналами ИСЗ, обнаруженные по измерениям на ИСЗ направленный вверх поток ионосферных ионов и искусственные дакты плотности в верхней ионосфере, усиление эффектов при воздействии волнами X-поляризации с частотами вблизи критических.

Одно только приведённое выше перечисление говорит о богатстве и разнообразии процессов, происходящих в области плазменных резонансов в ионосфере и приводящих к возникновению искусственной ионосферной турбулентности. Это ещё раз говорит о плодотворности использования ионосферы в качестве естественной лаборатории для исследования линейных и нелинейных явлений в магнитоактивной плазме со столкновениями, в том числе при воздействии на неё мощного высокочастотного электромагнитного излучения. Различные аспекты такого использования обсуждались в обзорах [3, 64, 213].

Следует отметить, что физическая картина процессов в возмущённой области ионосферы ещё далека до завершения. Накопленный в 2009–2014 гг. на стенде HAARP экспериментальный материал проанализирован и опубликован только частично. Неясны физические причины эффектов при воздействии волной накачки X-поляризации с частотами вблизи критических и большой (~ 500 МВт) мощностью, причины "приклеенности" области ввода энергии ВН в плазму к высоте кратного циклотронного резонанса и др. Несмотря на существенный прогресс в области численного моделирования процессов, происходящих в модифицированной волной накачки ионосфере, полученные результаты ещё далеки от прямого сопоставления с данными эксперимента. В свою очередь, теоретические представления в рамках приближения слабой турбулентности, послужившие основой для разработки используемых весьма результативных диагностических схем воздействия, находятся за пределами применимости теории.

Представляется весьма интересным, что за достаточно длинный период изучения ИИТ (порядка 45 лет) сообщения об обнаружении новых, неизвестных ранее эффектов при возбуждении ИИТ появлялись приблизительно раз в 10 лет, что пробуждало очередные всплески интереса исследователей. По-видимому, это можно связать с "интерференцией" прогресса в технике (мощность воздействия, расширение возможностей диагностических средств, в первую очередь радиоприёмной и оптической аппаратуры) с циклами солнечной активности: наиболее интересные находки случались в периоды приближения к максимуму активности. Так, в первых экспериментах в начале 1970-х гг. была обнаружена генерация ММН различных масштабов; в начале 1980-х — генерация ИРИ; в конце 1980-х — начале 1990-х гг. — сильная зависимость большинства параметров ИИТ от близости частоты ВН f_0 к гармоникам электронной гирочастоты sf_{ce} ; в начале 2000-х гг. был обнаружен эффект магнитного зенита — существенного усиления ИИТ при излучении ВН вдоль магнитного поля; на рубеже 2000-х — 2010-х гг. было обнаружено появление слоёв искусственной ионизации в ионосфере и необычное усиление эффектов при воздействии волнами X-поляризации.

Разделы 1, 2.1, 4.3 и 5.3 настоящей работы выполнены в рамках госзадания 3.1252.2014/к, при поддержке гранта РФФИ 16-02-00798 и Air Force Office of Scientific Research. Разделы 2.2, 3, 4.1, 4.2, 5.1, 5.2 и 7 выполнены при поддержке гранта РФФИ 14-12-00706, раздел 6 — при поддержке гранта РФФИ 16-32-60176.

Список литературы

1. Гинзбург В Л, Гуревич А В *УФН* **70** 201 (1960); Ginzburg V L, Gurevich A V *Sov. Phys. Usp.* **3** 115 (1960)
2. Гуревич А В, Шварцбург А Б *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере* (М.: Наука, 1973)
3. Гуревич А В *УФН* **177** 1145 (2007); Gurevich A V *Phys. Usp.* **50** 1091 (2007)
4. Митяков Н А, в кн. *Первый в стране радиофизический институт: от создания до наших дней* (Н. Новгород: НИРФИ, 2016) с. 124
5. Utlaut W F, Cohen R *Science* **174** 245 (1971)
6. Wong A Y, Taylor R J *Phys. Rev. Lett.* **27** 644 (1971)
7. Minkoff J, Kugelmann P, Weissman I *Radio Sci.* **9** 941 (1974)
8. Fialer P A *Radio Sci.* **9** 923 (1974)
9. Bowhill S A *Radio Sci.* **9** 975 (1974)
10. Ерухимов Л М и др., в сб. *Тепловые нелинейные явления в плазме* (Отв. ред. В Ю Трахтенгерц) (Горький: ИПФ АН СССР, 1979) с. 7
11. Гетманцев Г Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **20** 229 (1974); Getmantsev G G et al. *JETP Lett.* **20** 101 (1974)
12. Беликович В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **22** 497 (1975); Belikovich V V et al. *JETP Lett.* **22** 243 (1975)
13. Котик Д С, Трахтенгерц В Ю *Письма в ЖЭТФ* **21** 114 (1975); Kotik D S, Trakhtengerts V Yu *JETP Lett.* **21** 51 (1975)
14. Perkins F W *Radio Sci.* **9** 1065 (1974)
15. Васьков В В, Гуревич А В *ЖЭТФ* **69** 176 (1975); Vas'kov V V, Gurevich A V *Sov. Phys. JETP* **42** 91 (1975)
16. Грач С М, Трахтенгерц В Ю *Изв. вузов. Радиофизика* **18** 1288 (1975); Grach S M, Trakhtengerts V Yu *Radiophys. Quantum Electron.* **18** 951 (1975)
17. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Oxford: Pergamon Press, 1970)
18. Силин В П *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму* (М.: Наука, 1973)
19. Васьков В В, Гуревич А В *Изв. вузов. Радиофизика* **16** 188 (1973); Vas'kov V V, Gurevich A V *Radiophys. Quantum Electron.* **16** 138 (1973)
20. Perkins F W, Valeo C R, Oberman E J *J. Geophys. Res.* **79** 1478 (1974)
21. Митяков Н А, Рапопорт В О, Трахтенгерц В Ю *Геомагнетизм и аэронавигация* **14** 36 (1974)
22. Митяков Н А, Рапопорт В О, Трахтенгерц В Ю *Изв. вузов. Радиофизика* **18** 27 (1975); Mityakov N A, Rapoport V O, Trakhtengerts V Yu *Radiophys. Quantum Electron.* **18** 18 (1975)
23. Fejer J A *Rev. Geophys. Space Phys.* **17** 135 (1979)
24. Васьков В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **34** 582 (1981); Vas'kov V V et al. *JETP Lett.* **34** 558 (1981)
25. Ерухимов Л М и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **30** 208 (1987); Erukhimov L M et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **30** 156 (1987)
26. Насыров А М *Рассеяние радиоволн анизотропными ионосферными неоднородностями* (Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1991)
27. Васьков В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **43** 512 (1986); Vas'kov V V et al. *JETP Lett.* **43** 663 (1986)
28. Васьков В В и др. "Исследование эффектов искусственной ионизации ионосферы в поле мощных радиоволн", Препринт № 5(469) (М.: ИЗМИРАН, 1984)
29. Shindin A, Sergeev E, Grach S *Radio Sci.* **47** RS0N04 (2012)
30. Сергеев Е Н, Грач С М *Изв. вузов. Радиофизика* **60** (2) (2016) в печати; Sergeev E N, Grach S M *Radiophys. Quantum Electron.* **60** (2) (2016) in press
31. Milikh G et al. *Geophys. Res. Lett.* **35** L22102 (2008)
32. Терещенко Е Д и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **51** 934 (2008); Tereshchenko E D et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **51** 842 (2008)
33. Фролов В Л и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **53** 421 (2010); Frolov V L et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **53** 379 (2010)
34. Рябов А В и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **54** 485 (2011); Ryabov A V et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **54** 441 (2011)
35. Thidé B, Kopka H, Stubbe P *Phys. Rev. Lett.* **49** 1561 (1982)
36. Leyser T B *Space Sci. Rev.* **98** 223 (2001)
37. Pedersen T et al. *Geophys. Res. Lett.* **37** L02106 (2010)
38. Sergeev E et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 065002 (2013)
39. Milikh G N et al. *Geophys. Res. Lett.* **35** L17104 (2008)
40. Фролов В Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **88** 908 (2008); Frolov V L et al. *JETP Lett.* **88** 790 (2008)
41. Milikh G N et al. *Geophys. Res. Lett.* **37** L18102 (2010)
42. Blagoveshchenskaya N F et al. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **105–106** 231 (2013)
43. Blagoveshchenskaya N F et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **119** 10483 (2014)
44. Blagoveshchenskaya N F et al. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **135** 50 (2015)
45. Frolov V L et al. *J. Atm. Sol. Terr. Phys.* **59** 2317 (1997)
46. Митяков Н А, Грач С М, Митяков С Н *Возмущение ионосферы мощными радиоволнами* (Итоги науки и техники, Сер. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы, Т. 9) (М.: ВИНТИ, 1989)
47. Фролов В Л и др. *УФН* **177** 330 (2007); Frolov V L et al. *Phys. Usp.* **50** 315 (2007)
48. Gustavsson B et al. *Ann. Geophys.* **23** 1747 (2005)
49. Ерухимов Л М, Метелёв С А Разумов Д В *Изв. вузов. Радиофизика* **31** 1301 (1988); Erukhimov L M, Meteleev S A, Razumov D V *Radiophys. Quantum Electron.* **31** 928 (1988)
50. Carozzi T D et al. *J. Geophys. Res.* **107** (A9) 1253 (2002)
51. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **45** 214 (2002); Sergeev E N et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **45** 193 (2002)
52. Thidé B et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 255002 (2005)
53. Norin L et al. *J. Geophys. Res.* **112** A09303 (2007)
54. Norin L et al. *J. Geophys. Res.* **113** A09314 (2008)
55. Kotov P V *Adv. Space Res.* **40** 377 (2007)
56. Norin L et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 065003 (2009)
57. Bernhardt P A et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 165004 (2010)
58. Грач С М и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **51** 553 (2008); Grach S M et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **51** 499 (2008)
59. Kosch M J et al. *Adv. Space Res.* **40** 365 (2007)
60. Гуревич А В, Шлюгер И С *Изв. вузов. Радиофизика* **18** 1237 (1975); Gurevich A V, Shlyuger I S *Radiophys. Quantum Electron.* **18** 913 (1975)
61. Васьков В В, Гуревич А В, в сб. *Тепловые нелинейные явления в плазме* (Отв. ред. В Ю Трахтенгерц) (Горький: ИПФ АН СССР, 1979) с. 81
62. Грач С М и др., в сб. *Тепловые нелинейные явления в плазме* (Отв. ред. В Ю Трахтенгерц) (Горький: ИПФ АН СССР, 1979) с. 46
63. Robinson T R *Phys. Rep.* **179** 79 (1989)
64. Stubbe P, Hagfors T *Surv. Geophys.* **18** 57 (1997)
65. Беликович В В и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **50** 545 (2007); Belikovich V V et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **50** 497 (2007)
66. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **50** 649 (2007); Sergeev E N et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **50** 593 (2007)
67. Djuth F T, DuBois D F *Earth Moon Planets* **116** 19 (2015)
68. Гапонов А В, Миллер М А *ЖЭТФ* **34** 242 (1958); Gaponov A V, Miller M A *Sov. Phys. JETP* **7** 168 (1958)
69. Галеев А А, Сагдеев Р З, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 7 (Под. ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1973) с. 3; Пер. на англ. яз.: Galeev A A, Sagdeev R Z, in *Review of Plasma Physics* Vol. 7 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1979)
70. Альбер Я И и др. *ЖЭТФ* **66** 574 (1974); Al'ber Ya I et al. *Sov. Phys. JETP* **39** 275 (1974)
71. Lundborg B, Thidé B *Radio Sci.* **20** 947 (1985)
72. Lundborg B, Thidé B *Radio Sci.* **21** 486 (1986)
73. Eliasson B *Mod. Phys. Lett. B* **27** 1330005 (2013)
74. Mishin E et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **121** 3497 (2016)

75. Шапиро В Д, Шевченко В И, в кн. *Основы физики плазмы* (Под ред. А А Галева, Р Судана) Т. 2 (М.: Энергоатомиздат, 1984) с. 119; Shapiro V D, Shevchenko V I, in *Basic Plasma Physics* (Eds A A Galeev, R N Sudan) Vol. 2 (Amsterdam: North-Holland, 1984)
76. Sheerin J P et al. *J. Atm. Terr. Phys.* **44** 1043 (1982)
77. Галеев А А, Сагдеев Р З, в кн. *Основы физики плазмы* (Под ред. А А Галева, Р Судана) Т. 1 (М.: Энергоатомиздат, 1983) с. 590; Galeev A A, Sagdeev R Z, in *Basic Plasma Physics* (Eds A A Galeev, R N Sudan) Vol. 1 (Amsterdam: North-Holland, 1983)
78. Захаров В Е, в кн. *Основы физики плазмы* (Под ред. А А Галева, Р Судана) Т. 2 (М.: Энергоатомиздат, 1984) с. 79; Zakharov V E, in *Basic Plasma Physics* (Eds A A Galeev, R N Sudan) Vol. 2 (Amsterdam: North-Holland, 1984)
79. Hanssen A et al. *J. Geophys. Res.* **97** 12073 (1992)
80. Vladimirov S V, Popel S I *Phys. Rev. E* **51** 2390 (1995)
81. DuBois D F et al. *Phys. Plasmas* **8** 791 (2001)
82. Mjølhus E, Helmersen E, DuBois D F *Nonlinear Proc. Geophys.* **10** 151 (2003)
83. Mjølhus E, Hanssen A, DuBois D F *J. Geophys. Res.* **100** 17527 (1995)
84. Eliasson B, Stenflo L *J. Plasma Phys.* **76** 369 (2010)
85. Frolov V L et al. *J. Geophys. Res.* **109** A07304 (2004)
86. Ерухимов Л М и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **25** 490 (1982); Erukhimov L M et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **25** 348 (1982)
87. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **41** 313 (1998); Sergeev E N et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **41** 206 (1998)
88. Сергеев Е Н, Грач С М, Котов П В *Изв. вузов. Радиофизика* **47** 209 (2004); Sergeev E N, Grach S M, Kotov P V *Radiophys. Quantum Electron.* **47** 185 (2004)
89. Сергеев Е Н и др., в сб. *Распространение радиоволн. Труды XXIV Всерос. научной конф. РРВ-24, Иркутск, 29 июня – 5 июля 2014 г.* Т. 3 (Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2014) с. 71
90. Stubbe P, Kohl H, Rietveld M T *J. Geophys. Res.* **97** 6285 (1992)
91. Djuth F T et al. *J. Geophys. Res.* **109** A11307 (2004)
92. Котов П В, Сергеев Е Н, Грач С М *Изв. вузов. Радиофизика* **51** 461 (2008); Kotov P V, Sergeev E N, Grach S M *Radiophys. Quantum Electron.* **51** 417 (2008)
93. Bareev D D et al. *Adv. Space Res.* **57** 802 (2016)
94. Sergeev E N et al. *Adv. Space Res.* **15** (12) 63 (1995)
95. Sergeev E N et al. *Radio Sci.* **51** 1118 (2016)
96. Kohl H et al. *Radio Sci.* **22** 655 (1987)
97. Bernhardt P A, Selcher S A, Kowtha S *Geophys. Res. Lett.* **38** L19107 (2011)
98. Bernhardt P A et al. *Ann. Geophys.* **27** 4409 (2009)
99. Димант Я С *Изв. вузов. Радиофизика* **20** 1834 (1977); Dimant Ya S *Radiophys. Quantum Electron.* **20** 1259 (1977)
100. Брагинский С И, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 1 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 57; Braginskii S I, in *Reviews in Plasma Physics* Vol. 1 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1965)
101. Грач С М и др. *Физика плазмы* **4** 1321 (1978); Grach S M et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **4** 1321 (1978)
102. Гуревич А В, Цедилина Е Е *УФН* **91** 609 (1967); Gurevich A V, Tsedilina E E *Sov. Phys. Usp.* **10** 214 (1967)
103. Гершман Б Н *Динамика ионосферной плазмы* (М.: Наука, 1974)
104. Рожанский В А, Цендин Л Д *Физика плазмы* **3** 382 (1977); Rozhanskii V A, Tsendin L D *Sov. J. Plasma Phys.* **3** 217 (1977)
105. Васьков В В, в кн. *Взаимодействие радиоволн КВ- и УКВ-диапазонов с ионосферной плазмой* (М.: ИЗМИРАН, 1980) с. 4
106. Васьков В В, Гуревич А В *Геомагнетизм и аэронавигация* **22** 565 (1982)
107. Васьков В В, Гуревич А В *Геомагнетизм и аэронавигация* **23** 901 (1983)
108. Ерухимов Л М, Мясников Е Н *Изв. вузов. Радиофизика* **41** 194 (1998); Erukhimov L M, Myasnikov E N *Radiophys. Quantum Electron.* **41** 125 (1998)
109. Грач С М *Изв. вузов. Радиофизика* **22** 521 (1979); Grach S M *Radiophys. Quantum Electron.* **22** 357 (1979)
110. Грач С М, Тиде Б, Лейзер Т *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 617 (1994); Grach S M, Thidé B, Leyser T V *Radiophys. Quantum Electron.* **37** 392 (1994)
111. Leyser T V et al. *J. Geophys. Res. A* **99** 19555 (1994)
112. Norin L, Grach S M, Thidé B *Adv. Space Res.* **38** 2527 (2006)
113. Грач С М *Изв. вузов. Радиофизика* **28** 684 (1985); Grach S M *Radiophys. Quantum Electron.* **28** 470 (1985)
114. Grach S M et al. *J. Atm. Sol. Terr. Phys.* **60** 1233 (1998)
115. Грач С М и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **20** 1827 (1977); Grach S M et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **20** 1254 (1977)
116. Грач С М и др. *Физика плазмы* **4** 1330 (1978); Grach S M et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **4** 742 (1978)
117. Grach S M et al. *Physica D* **2** 102 (1981)
118. Литвак А Г, Миронов Г А *ЖЭТФ* **78** 561 (1980); Litvak A G, Mironov G A *Sov. Phys. JETP* **51** 282 (1980)
119. Mjølhus E *J. Plasma Phys.* **58** 747 (1997)
120. Porkolab M, Goldman M N *Phys. Fluids* **18** 872 (1976)
121. Буринская Т М *Физика плазмы* **5** 819 (1979); Burinskaya T M *Sov. J. Plasma Phys.* **5** 819 (1979)
122. Горшков К А, Миронов В А, Сергеев А М "Связанные стационарные солитонные образования", Препринт № 49 (Горький: ИПФ АН СССР, 1982)
123. Литвак А Г, Сергеев А М, в сб. *Высокочастотный нагрев плазмы. Материалы Всесоюз. совещания, Горький, 21–25 июня 1982 г.* (Отв. ред. А Г Литвак) (Горький: ИПФ АН СССР, 1983) с. 324
124. Istomin Ya N, Leyser T V *Phys. Plasmas* **4** 817 (1997)
125. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **231** 97 (1997)
126. Kelley M C et al. *J. Geophys. Res.* **100** (17) 367 (1995)
127. Franz T L, Kelley M C, Gurevich A V *Radio Sci.* **34** 465 (1999)
128. Авдеев В Б и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 479 (1994); Avdeev V B et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **37** 299 (1994)
129. Бойко Г Н, Ерухимов Л М, Фролов В Л *Геомагнетизм и аэронавигация* **30** 998 (1990)
130. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **239** 385 (1998)
131. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **42** 810 (1999); Sergeev E N et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **42** 715 (1999)
132. Ponomarenko P V, Leyser T V, Thidé B *J. Geophys. Res. A* **5** 10081 (1999)
133. Blagoveshchenskaya N F et al. *Ann. Geophys.* **24** 2333 (2006)
134. Беликович В В, Бенедиктов Е А, Грач С М, Терина Г И, в сб. *XIII Всесоюз. конф. по распространению радиоволн, Горький, 1981 г. Тезисы докладов Ч. 1* (М.: Наука, 1981) с. 107
135. Terina G I *J. Atm. Terr. Phys.* **57** 273 (1995)
136. Leyser T V et al. *J. Geophys. Res. A* **98** (A10) 17597 (1993)
137. Sergeev E N, Frolov V L, Grach S M, Kotov P V *Adv. Space Res.* **38** 518 (2006)
138. Frolov V L et al. *Geophys. Res. Lett.* **28** 3103 (2001)
139. Grach S *J. Geophys. Res. Space Phys.* **120** 666 (2015)
140. Frolov V L et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1630 (1998)
141. Shvarts M M, Grach S M *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **59** 2421 (1997)
142. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **42** 619 (1999); Sergeev E N et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **42** 544 (1999)
143. Грач С М и др. *Докл. РАН* **454** 526 (2014); Grach S M et al. *Dokl. Phys.* **59** 62 (2014)
144. Васьков В В, Пучков В А *Физика плазмы* **16** 1359 (1990)
145. Goodman S, Thidé B, Erukhimov L M *Geophys. Res. Lett.* **20** 735 (1993)
146. Tripathi V K, Liu C S *J. Geophys. Res. A* **98** 1719 (1993)
147. Huang J, Kuo S P *J. Geophys. Res.* **99** 2173 (1994)
148. Грач С М *Изв. вузов. Радиофизика* **42** 651 (1999); Grach S M *Radiophys. Quantum Electron.* **42** 572 (1999)
149. Zheleznyakov V V, Zlotnik E Ya *Solar Phys.* **43** 431 (1975)
150. Yoon P H et al. *J. Geophys. Res.* **101** 27015 (1996)
151. Istomin Ya N, Leyser T V *Phys. Plasmas* **5** 921 (1998)
152. Mjølhus E *J. Geophys. Res.* **103** 14711 (1998)
153. Stubbe P et al. *J. Geophys. Res.* **89** 7523 (1984)
154. Stubbe P, Корка Н *Phys. Rev. Lett.* **65** 183 (1990)
155. Фролов В Л и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **39** 352 (1996); Frolov V L et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **39** 241 (1996)
156. Fu H Y et al. *Ann. Geophys.* **33** 983 (2015)
157. Шиндин А В, Грач С М, Сергеев Е Н, в сб. *Восьмая ежегодная конф. "Физика плазмы в солнечной системе", ИКИ РАН, 4–8 февраля 2013 г.* (М.: ИКИ РАН, 2013) с. 87
158. Бойко Г Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **28** 395 (1985); Boiko G N et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **28** 259 (1985)
159. Thidé B et al. *Radio Sci.* **18** 851 (1983)

160. Сергеев Е Н, Грач С М *Изв. вузов. Радиофизика* **57** 89 (2014); Sergeev E N, Grach S M *Radiophys. Quantum Electron.* **57** 81 (2014)
161. Стародубцев М В и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **52** 881 (2009); Starodubtsev M V et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **52** 796 (2009)
162. Ashrafi M et al. *J. Geophys. Res.* **112** A05314 (2007)
163. Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Lett. A* **358** 159 (2006)
164. Сергеев Е Н, Бойко Г Н, Фролов В Л *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 763 (1994); Sergeev E N, Boiko G N, Frolov V L *Radiophys. Quantum Electron.* **37** 495 (1994)
165. Ermakova E N, Trakhtengerts V Yu *Adv. Space Res.* **15** (12) 67 (1995)
166. Grach S M et al *Ann. Geophys.* **20** 1687 (2002)
167. Weinstock J J *Geophys. Res.* **80** 4331 (1975)
168. Галеев А А и др. *ЖЭТФ* **73** 1352 (1977); Galeev A A et al. *Sov. Phys. JETP* **46** 711 (1977)
169. Robinson P A *Rev. Mod. Phys.* **69** 507 (1997)
170. Eliasson B et al. *J. Geophys. Res.* **117** A10321 (2012)
171. Eliasson B et al. *J. Plasma Phys.* **81** 415810201 (2015)
172. Васьков В В, Гуревич А В, Димант Я С *ЖЭТФ* **84** 536 (1983); Vas'kov V V, Gurevich A V, Dimant Ya S *Sov. Phys. JETP* **57** 310 (1983)
173. Gurevich A V et al. *J. Atm. Terr. Phys.* **47** 1057 (1985)
174. Dimant Ya S, Gurevich A V, Zybin K P *J. Atm. Terr. Phys.* **54** 435 124 (1992)
175. Васьков В В, Милых Г М *Геомагнетизм и аэрономия* **23** (2) 196 (1983)
176. Грач С М, Митяков Н А, Трахтенгерц В Ю *Изв. вузов. Радиофизика* **27** 1086 (1984); Grach S M, Mityakov N A, Trakhtengerts V Yu *Radiophys. Quantum Electron.* **27** 766 (1984)
177. Грач С М, Митяков Н А, Трахтенгерц В Ю *Физика плазмы* **12** 693 (1986)
178. Беспалов П А, Трахтенгерц В Ю *ЖЭТФ* **67** 969 (1974); Беспалов P A, Trakhtengerts V Yu *Sov. Phys. JETP* **40** 480 (1975)
179. Najmi A et al. *Radio Sci.* **51** 704 (2016)
180. Balikhin M, Gedalin M, Petrukovich A *Phys. Rev. Lett.* **70** 1259 (1993)
181. Bernhardt P A, Tepley C A, Duncan L M *J. Geophys. Res.* **94** 9071 (1989)
182. Mantas G P, Carlson H C *J. Geophys. Res.* **101** 195 (1996)
183. Гумеров Р И и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **42** 524 (1999); Gumerov R I et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **42** 463 (1999)
184. Djuth F T et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 125001 (2005)
185. Gustavsson B et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 195002 (2006)
186. Grach S M et al. *Ann. Geophys.* **25** 689 (2007)
187. Клименко В В и др., в сб. *Сборник докладов XXIII Всерос. конф. по распространению радиоволн, Йошкар-Ола, 23–26 мая 2011 г.*, Т. 2. с. 239–242
188. Грач С М и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **55** 36 (2012); Grach S M et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **55** 33 (2012)
189. Sergienko T *Ann. Geophys.* **30** 885 (2012)
190. Kosch M J et al. *Earth Planets Space* **66** 159 (2014)
191. Клименко В В и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **60** (3) (2017) в печати; Klimenko V V et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **60** (3) (2017) in press
192. Bernhardt P A et al. *J. Geophys. Res.* **105** 657 (2000)
193. Kosch M J et al. *Geophys. Res. Lett.* **27** 2817 (2000)
194. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **305** 264 (2002)
195. Rietveld M T et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **108** 1141 (2003)
196. Grach S M et al. *Adv. Space Res.* **34** 2422 (2004)
197. Крибберг И А *Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли* (М.: Наука, 1978)
198. Lobachevsky L et al. *J. Atmos. Terr. Phys.* **54** 75 (1992)
199. Grach S M et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 883 (1997)
200. Бойко Г Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **28** 960 (1985); Boiko G N et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **28** 655 (1985)
201. Kosch M J et al. *Geophys. Res. Lett.* **29** 2112 (2002)
202. Pedersen T et al. *Ann. Geophys.* **29** 47 (2011)
203. Djuth F et al. *J. Geophys. Res.* **99** 333 (1994)
204. Dhillon R S, Robinson T R *Ann. Geophys.* **23** 75 (2005)
205. Mishin E, Pedersen T *Geophys. Res. Lett.* **38** L01105 (2011)
206. Димант Я С, в сб. *Взаимодействие высокочастотных радиоволн с ионосферой* (Отв. ред. Е Е Цедиллина) (М.: ИЗМИРАН, 1989) с. 19
207. Васьков В В, Димант Я С *Геомагнетизм и аэрономия* **29** 417 (1989)
208. Грач С М, Митяков Н А, Шварц М М *Геомагнетизм и аэрономия* **29** 500 (1989)
209. Березин И В и др. *Геомагнетизм и аэрономия* **24** 874 (1991)
210. Ким В Ю, в сб. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы Сер. Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Ионосферная плазма* Т. 1–3, Ч. 2 (Под ред. В Е Фортова) (М.: Янус-К, 2009) с. 425
211. Шиндин А В, Сергеев Е Н, Грач С М *Вестн. Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского* (6) 48 (2010)
212. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **59** (11) (2016) в печати; Sergeev E N et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **59** (11) (2016) in press
213. Genkin G M, Erukhimov L M *Phys. Rep.* **186** 97 (1990)

Dynamic properties of ionospheric plasma turbulence driven by high-power high-frequency radiowaves

S.M. Grach⁽¹⁾, E.N. Sergeev⁽²⁾, E.V. Mishin⁽³⁾, A.V. Shindin⁽¹⁾

⁽¹⁾ Faculty of Radiophysics, Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, prosp. Gagarina 23, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation;

⁽²⁾ Radiophysical Research Institute, Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, ul. B. Pecherskaya 25a, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation;

⁽³⁾ Space Vehicles Directorate, Air Force Research Laboratory, Kirtland AFB, New Mexico 87117, USA
E-mail: ⁽¹⁾ sgrach@rf.umn.ru, shindin@rf.umn.ru, ⁽²⁾ esergeev@nirfi.sci-nnov.ru

A review is given of the current state-of-the-art of experimental studies and theoretical understanding of nonlinear phenomena that occur in the F-region ionosphere irradiated by high-power high-frequency ground-based transmitters. The main focus is on the dynamic features of high-frequency turbulence (plasma waves) and low-frequency turbulence (density inhomogeneities of various scales) that have been studied at the SURA and HAARP heating facilities operated in temporal and frequency regimes specially designed with consideration of the characteristic properties of nonlinear processes in the perturbed ionosphere using modern radio receivers and optical instruments. Experimental results are compared with theoretical turbulence models for a magnetized collisional plasma in a high-power electromagnetic field, allowing the identification of the processes responsible for the observed features of artificial ionospheric turbulence.

Keywords: ionosphere, pump wave, magnetoactive plasma, artificial ionospheric turbulence, plasma waves, small-scale irregularities, stimulated electromagnetic emission, electron acceleration, artificial optical emission, artificial ionization layers

PACS numbers: 52.25.Os, 52.35.Mw, 52.35.Ra, 52.50.Qt, 94.20.Tt

Bibliography — 213 references

Received 28 June 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (11) 1189–1228 (2016)

Physics–Uspekhi **59** (11) (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.07.037868

DOI: 10.3367/UFNe.2016.07.037868