

Министерство образования и науки Российской Федерации
Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского

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

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ РАДИОВОЛН С ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРОЙ

Часть 2. Плазменная турбулентность и искусственное
радиоизлучение ионосферы

Учебное пособие

Рекомендовано ученым советом радиофизического факультета для студентов
ННГУ, специализирующихся по направлению подготовки 03.04.03 «Радиофизика» и
аспирантов, специализирующихся по направлению подготовки 03.06.01 «Физика и
астрономия»

Нижегород
2017

УДК 533.95
ББК В333.475
Г-78

Г-78 Грач С.М., Сергеев Е.Н., Шиндин А.В. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ РАДИО-ВОЛН С ИОНОСФЕРОЙ. Часть 2. Плазменная турбулентность и искусственное радиоизлучение ионосферы. Учебное пособие.
— Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2017. — 50 с.

Рецензенты:

зав. кафедрой электродинамики ННГУ, профессор **Кудрин А. В.**
зав. кафедрой физики ВГУ ВТ, д.ф.-м.н, доцент **Мясников Е. Н.**

Настоящее пособие содержит краткую сводку результатов о свойствах искусственной ионосферной турбулентности на стадиях стрикционной и тепловой параметрической неустойчивости. В отличие от первой части пособия, посвященной в основном теоретическому рассмотрению этих неустойчивостей в условиях ионосферы, в данном пособии теоретические представления рассматриваются менее подробно, но добавлена сводка экспериментальных результатов. Кроме того, обсуждаются некоторые особенности возбуждения искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) при частотах волны накачки, близких к гармоникам электронной циклотронной частоты. Основное внимание в пособии уделено описанию искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), которое несет богатую информацию о свойствах ИИТ и позволяет идентифицировать физические процессы, происходящие в возмущенной области ионосферы. ИРИ наблюдается как шумовая составляющая малой интенсивности ((-50)-(-80) дБ) в спектре отраженного от ионосферы сигнала волны накачки.

Пособие предназначено для студентов старших курсов и аспирантов физических и физико-технических специальностей, специализирующихся в области исследований нелинейного взаимодействия электромагнитных волн с магнитоактивной столкновительной плазмой (ионосферой).

Ответственные за выпуск:

председатель методической комиссии радиофизического факультета ННГУ,
к.ф.-м.н., доцент Н.Д. Миловский,
зам. председателя методической комиссии радиофизического факультета ННГУ,
д.ф.-м.н., профессор Е.З. Грибова

ББК В333.475

© Грач С. М., Сергеев Е. Н., Шиндин А. В., 2017
© Нижегородский Государственный университет
им. Н. И. Лобачевского, 2017

Содержание

Введение	4
1. Стрикционная параметрическая неустойчивость — начальная и промежуточная стадии воздействия	6
1.1. Теоретические представления	6
1.2. Результаты экспериментов	8
2. Тепловая параметрическая (верхнегибридная) турбулентность	14
2.1. Физические представления	14
2.2. Краткая сводка экспериментальных результатов	19
3. Искусственное радиоизлучение ионосферы	23
3.1. Структура спектров ИРИ	23
3.2. Поведение ИРИ в окрестности кратных электронных гирорезонансов .	30
3.3. Исследование динамики плазменной турбулентности с помощью диагностического искусственного радиоизлучения ионосферы	37
3.3.1. Влияние динамики ММН на динамику ИРИ	37
3.3.2. Быстрая динамика плазменных волн, связанная с включением и выключением ВН	42
Список литературы	48

Введение

В течение нескольких последних лет на радиофизическом факультете ННГУ им. Н.И. Лобачевского читается спецкурс (курсы по выбору) «Взаимодействие мощных радиоволн с ионосферой» и «Взаимодействие высокочастотных электромагнитных волн с магнитоактивной столкновительной плазмой (ионосферой)», предназначенные для знакомства студентов старших курсов (магистрантов) и аспирантов, специализирующихся в области физики космической и лабораторной плазмы, с процессами, происходящими в ионосфере Земли под действием мощного КВ радиоизлучения, как с данными экспериментов, так и их теоретическим описанием. Настоящее пособие является вторым из серии пособий по этому курсу. Первая часть [1] посвящена рассмотрению (в основном теоретическому) линейных свойств электромагнитных и квазипотенциальных (плазменных) волн, а также параметрических неустойчивостей в ионосфере под действием мощной радиоволны для частот волны накачки, не близких к электронным гирогармоникам, приводящих к возбуждению искусственной ионосферной турбулентности — плазменных волн и магнитоориентированных мелкомасштабных неоднородностей (ММН).

Настоящее пособие посвящено в основном, описанию искусственного радиоизлучения ионосферы, которое несет богатую информацию о свойствах искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) и позволяет идентифицировать физические процессы, происходящие в возмущенной области ионосферы. Тем не менее, первые две главы пособия содержат краткую сводку результатов о свойствах искусственной ионосферной турбулентности на стадиях стрикционной и тепловой параметрической неустойчивости. В отличие от первой части пособия, посвященной, в основном теоретическому рассмотрению этих неустойчивостей в условиях ионосферы, в данном пособии теоретические представления рассматриваются менее подробно, но добавлена сводка экспериментальных результатов. Кроме того, обсуждаются некоторые особенности возбуждения ИИТ при частотах волны накачки, близких к гармоникам электронной циклотронной частоты.

Искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ) наблюдается как шумовая составляющая малой интенсивности ((-50)-(-80) дБ) в спектре отраженного от ионосферы сигнала волны накачки. Спектр ИРИ состоит из нескольких спектральных компонент с частотами как выше, так и ниже f_0 и значениями отстроек от частоты ВЧ $|\Delta f| = |f - f_0|$ от десятков Гц до ~ 200 кГц. ИРИ является результатом конверсии плазменных мод в электромагнитные. Каждая из спектральных компонент ИРИ несет информацию об определенном физическом процессе, происходящем в ионосфере под воздействием волны накачки, и измерения ИРИ при специально разработанных частотно-временных режимах воздействия используется для идентификации этих процессов.

В настоящее время исследования взаимодействия мощных коротких радиоволн с ионосферой проводятся с помощью специализированных установок (нагревных стендов), расположенных в приполярных широтах: EISCAT (European Incoherent Scatter Scientific Association, Тромсе, Норвегия, 69.59° с.ш., 19.23° в.д., $I = 78.1^\circ$), HAARP (High Frequency Active Auroral Research Program, Аляска, США, 62.4° с.ш., 145.15° з.д., $I = 75.8^\circ$) и средних широтах — стенд «Сура» (Нижегородская обл., Россия, $56,1^\circ$ с.ш., $46,1^\circ$ в.д., магнитное склонение $I = 71.5^\circ$). После реконструкции в 2017 г. проведено две серии экспериментов на низкоширотный нагревном стенде Аре-сибо (Пуэрто-Рико, США. $I = 43.6^\circ$), однако тропический ураган «Ирма» в сентябре

2017 г. вновь разрушил антенную систему стенда. Рабочие частоты нагревных стендов варьируются в пределах от 2.8 до 10 МГц, Максимальная эффективная мощность излучения после реконструкции стенда НААРР в 2007 г. достигает 3600 МВт. Ранее рекордной мощностью 1100 МВт обладал стенд EISCAT. Максимальная мощность стенда «Сура» достигает в зависимости от частоты 150–270 МВт.

Процессы, протекающие в ионосфере под воздействием мощной КВ радиоволны, обладают характерными временами, которые могут весьма значительно отличаться друг от друга. 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 и ионно-звуковые возмущения. После включения мощной волны (волны накачки, ВН) вблизи ее точки отражения характерное время развития СПН составляет $\tau_1 \sim 1 - 10$ мс. Промежуточная стадия с $\tau_2 \sim 0,1 - 1$ с также связана, по-видимому, с СПН, но на более низких высотах. Далее, за большее время $\tau_3 \sim 1 - 10$ с 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 секунды до десятков секунд. Четвертый этап — формирование «среднемасштабных» неоднородностей с $l_{\perp} \sim 0,5 - 10$ км происходит за более длинное время, от десятков секунд до минут, а их релаксация может достигать десятков минут *).

Настоящее пособие составлено на основе обзора [2], опубликованного в 2016 г. В пособии приведены только на самые необходимые ссылки. Со подробным список литературы по проблеме приведён в [2].

Для успешного материала пособия необходимо предварительно ознакомиться также с материалами специальных курсов «Электромагнитные волны в однородной плазме», (учебное пособие [3]), «Распространение волн в неоднородной плазме» (учебное пособие [4]) и «Нелинейные эффекты в плазме», которые читаются в бакалаврам и магистрантам радиофизического факультета. Естественно, в течение двух семестровых курсов лекций невозможно изложить даже малую часть существующих к настоящему времени достижений в области искусственных ионосферных возмущений. Поэтому данное пособие (и предыдущее [1], и последующие планируемые) следует рассматривать как материал для самостоятельного изучения, дополняющий и поясняющий сведения, кратко изложенные в лекциях.

*) В физике ионосферы крупномасштабными полагают неоднородности с размерами порядка сотен км.

1. Стрикционная параметрическая неустойчивость — начальная и промежуточная стадии воздействия

1.1. Теоретические представления

Стрикционная параметрическая неустойчивость (СПН) является наиболее быстрым процессом, возникающим вблизи точки отражения мощного радиоизлучения обыкновенной поляризации в первые несколько миллисекунд после его включения. Она развивается вследствие выдавливания плазмы из областей с повышенной напряжённостью электрического поля \mathbf{E} под действием пондеромоторной (стрикционной) силы $\mathbf{F}_c \approx e^2 \nabla |E|^2 / (4m_e \omega_0^2) \approx \nabla |\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_1| / (2m_e \omega_0^2)$, возникающей в результате биений поля ВН (\mathbf{E}_0) и плазменных волн (\mathbf{E}_1): $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$. Вблизи уровня отражения h_r волны накачки (ВН), 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: индуцированное рассеяние на ионах, в результате которого возникают плазменные волны (ПВ) 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; и 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

$$E_{th}^2 = \frac{16\pi\nu N_e T_e}{|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1|^2 \omega_0 F_m}, \quad \gamma = \nu(E_0^2/E_{th}^2) - 1, \quad (1.1)$$

где $\mathbf{a}_0, \mathbf{a}_1$ — векторы поляризации ВН и плазменной волны, ν — линейный декремент затухания интенсивности ПВ, коэффициент $F_m \sim 1$ определяется отношением электронной и ионной температур, E_0 — амплитуда напряженности электрического поля ВН. Декремент ν определяется частотой соударений электронов ν_e , затуханием Ландау на тепловых электронах γ_L и фотоэлектронах γ_{ph} , $\nu = \nu_e + 2\gamma_L + 2\gamma_{ph}$. Порог и инкремент модуляционной неустойчивости также определяются формулой (1.1) с заменой F_m на $(1 + T_i/T_e)$. Регулярная неоднородность ионосферной плазмы слабо влияет на значение E_{th} , так как критерий $(k_l L)^{-1} \ll \nu/\omega_0$ ($L = N_e \cdot (dN_e/dz)^{-1}$ — характерный масштаб неоднородности, z — расстояние от точки отражения ВН) 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

$$\omega_0^2 - \omega_{pe}^2 \ll \omega_0 \omega_{ce} \sin^2 \alpha / 2 |\cos \alpha| \quad (\alpha = \angle \mathbf{k}_0 \mathbf{B}_0) \quad (1.2)$$

ВН поляризована практически вдоль геомагнитного поля ($\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{a}_0 \parallel \mathbf{B}_0$), а резонансный конус, в котором могут существовать плазменные (ленгмюровские) волны,

$$\sin^2 \theta_{RES} = (\omega_0^2 - \omega_{pe}^2)(\omega_0^2 - \omega_{ce}^2) / \omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2 \quad (1.3)$$

прижат к направлению магнитного поля ($|\theta| < |\theta_{RES}|$). 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

$$\Omega_m = \beta_m k_m V_{T_i}, \quad k_m \approx [2(\omega_0^2 - \omega_{pe}^2)/3V_{T_e}^2]^{1/2} \approx (z/3L_0)^{1/2}/d_e. \quad (1.4)$$

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 T_e/T_i . Нарастание плазменных волн с $\omega_l = \omega_0 - \Omega$ приводит к их каскадной перекачке по спектру вниз по частоте (и по модулю k_l) и к возникновению узких ($\delta\omega/\Omega$) спектральных пиков (сателлитов) 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 $\Delta k \sim (m_e/m_i)^{1/2}d_e^{-1}$, причем $\mathbf{k}_s \uparrow \downarrow \mathbf{k}_{s+1}$.

При большой мощности ВН область возбуждения СПН расширяется книзу от точки отражения ВН вплоть до высот h_L , где становится существенным затухание Ландау на тепловых электронах ($\gamma_L \gg \nu_e$), и порог неустойчивости резко увеличивается. На высотах $h_L < h < h_r$, где $\omega_0 > \omega_{pe}$, резонансный конус (1.3) «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 $\alpha_I \approx 47^\circ$. В этом случае практически во всей области плазменного резонанса ($h > h_L$) выполняется неравенство (1.2), и $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}$. На стендах в Боулдере ($\alpha_I \approx 22^\circ$), «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 (1.2), поляризация ВН становится почти круговой с $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{B}_0$. В результате, в процессе СПН становится возможным возбуждение плазменных волн с широким угловым спектром вплоть до $\theta = \pi/2$.

Отметим, что падение интенсивности ВН при распространении вглубь плазмы за счет отбора энергии плазменными волнами при развитии индуцированного рассеяния оказывается существенно более медленным (по высоте), чем увеличение ее за счет геометрического разбухания поля с приближением к точке отражения. Таким образом, при развитии СПН плазменная турбулентность занимает весь объем, где превышен порог неустойчивости в момент включения ВН. Наибольшие потери энергии ВН должны иметь место вблизи ее 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 -том сателлите W_s может превысить порог модуляционной неустойчивости $W_s/NT_e > 3k^2d_e^2$, которая приводит к запираанию 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 поперек магнитного поля [5]. В условиях ионосферы их характерный продольный размер (вдоль B) должен составлять 1 – 10 м. В процессе коллапсирования восстанавливается симметричная форма каверны, при $\delta N > \omega_{ce}^2\omega_{pe}^2(\delta N$ – относительное возмущение плотности плазмы в каверне) магнитное поле перестает 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 [6], так и сильной турбулентности (ПСТ), когда нелинейность существенным образом меняет дисперсионные свойства волн [5, 7]. В приближении ПСТ рассмотрение проводится в рамках модели Захарова, 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 90-х гг. была опубликована большая серия работ по теории и численному моделированию ленгмюровской турбулентности в рамках ПСТ в приложении к ионосферным экспериментам, см., например, [8] и ссылки там. В частности, определены рамки применимости ПСТ, развита теория для случая изотермической плазмы, учтены неоднородность спектра ПВ и пространственная неоднородность среды, проведен более корректный учет влияния магнитного поля. Рассчитаны спектры ПВ, рассчитаны спектры электромагнитного излучения из области генерации ленгмюровской турбулентности ИРИ (NC) развита схема полномасштабного моделирования сильной турбулентности с учетом большой разницы характерных временных и пространственных характеристик электромагнитных, плазменных волн и низкочастотных возмущений, подтвержден результат ПСТ о наибольших потерях энергии ВН вблизи точки отражения. Список работ, в которых дано подробное описание этих результатов, можно найти в [2]. Наиболее подробное сопоставление численного моделирования в рамках ПСТ с экспериментом дано в работах [8, 9]. Однако, не все экспериментальные результаты к настоящему времени удалось интерпретировать в рамках ПСТ.

1.2. Результаты экспериментов

На эксперименте СПН проявляется в виде эффекта стрикционного самовоздействия (ССВ) волны накачки (быстро, за несколько миллисекунд, уменьшения амплитуды отраженного 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 $f_0 - 40$ кГц $\lesssim \Delta f = f_{\text{ИРИ}} - f_0 < 0$. Появление интенсивных ленгмюровских волн вблизи уровня отражения мощного радиоизлучения регистрируется также радарными некогерентного рассеяния, см. [8] и цитированную там литературу.

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). Пример ССВ, осциллограммы ИРИ при $\Delta f = -16$ кГц и коротких диагностических импульсов, используемых для измерений регулярного (линейного) поглощения, при малой эффективной мощности воздействия $P_{\text{эф}} = 20$ МВт приведены на рис. 1.1. Периодические острые пики на рисунке, также, как и на последующих, определяются реакцией приемной аппаратуры на фронты сигнала волны накачки при его многократном отражении от ионосферы. Полагая, что декремент затухания плазменных (ленгмюровских) волн ν равен обратному времени релаксации ИРИ после выключения ВН, уменьшая в процессе эксперимента $P_{\text{эф}}$ до пропадания ССВ и рассчитывая при этом электрическое поле ВН в первом максимуме стоячей волны с учетом линейного поглощения и реального профиля электронной концентрации, можно определить пороговое поле СПН E_{th} . В различных ионосферных условиях пороговое поле эффекта ССВ варьируется в пределах $E_{\text{th}} \sim 220\text{--}750$ мВ/м, а после выключения ВН ИРИ релаксирует с характерными декрементами $\nu \sim 400\text{--}2200$ с⁻¹. Зависимость E_{th} от f_0 и ν практически совпадает с теоретической, следующей из (1.1): $E_{\text{th}} \sim (f_0\nu)^{0.5}$. При этом в вечерние часы пороговые поля и декременты определяются частотой столкновения электронов ν_e , тогда как днем значения E_{th} и ν значительно увеличиваются, что естественно связать с бесстолкновительным затуханием плазменных

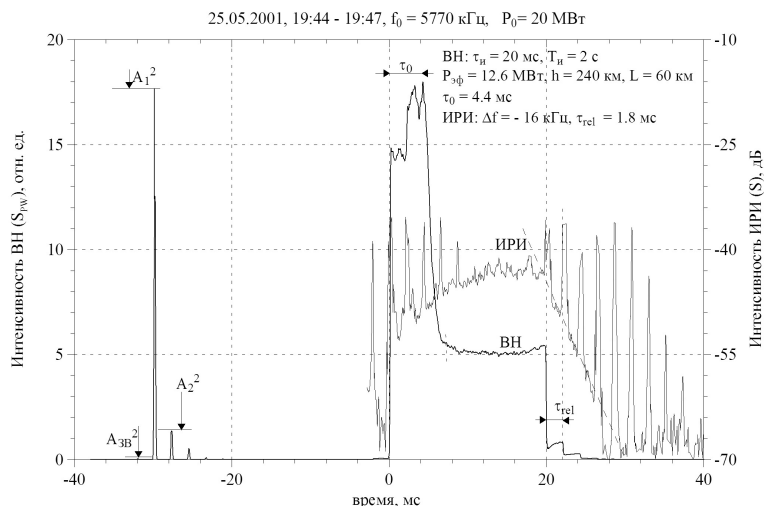


Рис. 1.1. Осциллограммы сигналов ВН и ИРИ для отстройки $\Delta f = -16$ кГц после усреднения по 100 импульсам. Здесь $A_{ЗВ}$ — амплитуда земной волны, L — характерный пространственный масштаб F -слоя, $P_{эф} = P_0 \exp(-\Gamma)$, Γ — линейное поглощение, определяемое по отношению первого и второго отражений A_1 и A_2 . Указано летнее московское время (UTC+4 часа)

волн на фотоэлектронах γ_{ph} .

Пример характерной спектрограммы ИРИ на начальной воздействия ВН на ионосферу и временной ход интенсивности (E_r^2) отраженного от ионосферы сигнала ВН приведен на рисунке 1.2 ($f_0 = 6778$ кГц $\sim 5f_{ce}$, $P_{эф} = 180$ МВт, стенд «Сура»). На рисунке 1.3 показана последовательность спектров ИРИ на различных временах после включения ВН. Поведение отраженного сигнала ВН и осциллограммы ИРИ на различных отстройках Δf при вертикальном воздействии для максимально доступных в настоящее время мощностей воздействия $P_{эф} \sim 1,7-1,8$ ГВт при $f_0 = 5,92$ и $5,45$ МГц (стенд НААРП) показаны на рис. 1.4. В течение некоторого времени после прихода отраженного сигнала ВН τ_0 величина E_r^2 (и, следовательно интенсивность ВН после прихода ее переднего фронта в область взаимодействия ВН с ионосферой) остается неизменной, что должно соответствовать линейной стадии СПН ($E_1 \propto e^{\gamma t}$). Длительность линейной стадии СПН уменьшается с ростом мощности ВН от $\tau_0 \sim 4-5$ мс при $P_{эф} \sim 12$ МВт до $\tau_0 \sim 0,1-0,2$ мс при $P_{эф} \sim 1,7$ ГВт, а глубина подавления ВН при развитии ССВ увеличивается соответственно, от 12 дБ до 35 дБ. При таком подавлении отраженного сигнала стоячая структура ВН должна разрушаться за время $t \gtrsim \tau_0$. К сожалению, в работах по численному моделированию в рамках ПСТ используется зависимость электрического поля ВН от высоты h в виде стоячей волны, что затрудняет интерпретацию наблюдаемых эффектов. Следует заметить, что подавление ВН на стадии ССВ на низких широтах (стенд в Аресибо) оказывается существенно меньшим, чем в средних и высоких широтах («Сура», НААРП, 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 $t \sim \tau_{maxNC} \sim 4-6$ мс (рис. 1.2–1.4). 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 ('ponderomotive' narrow continuum). Спектральная интенсивность NC_p уменьша-

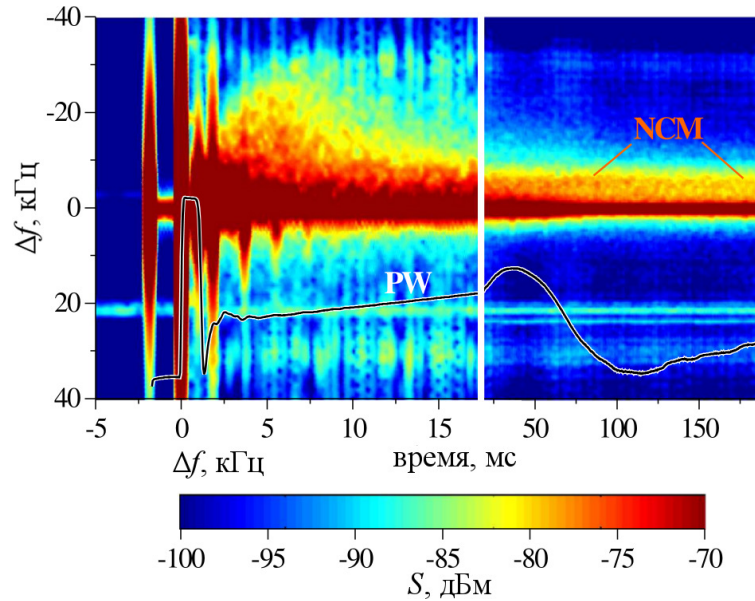


Рис. 1.2. Спектрограмма ИРИ, полученная в результате фурье-анализа за первые 20 мс (левая панель) и 200 мс (правая панель) воздействия ВН на ионосферу с частотным разрешением $\delta F = 1,25$ кГц и сдвигом спектров через каждые 50 мкс. Стенд «Сура», 26.09.1998, $f_0 = 6778$ кГц $\approx 5f_{ce}$. Интенсивность 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. Черная кривая в нижней части рисунка демонстрирует поведение интенсивности сигнала волны накачки (PW) во времени (10 дБ на деление)

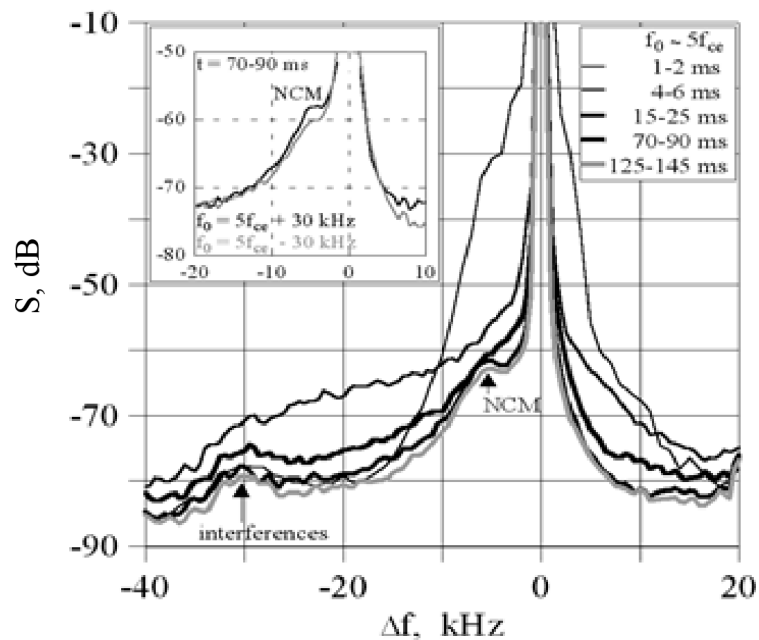


Рис. 1.3. Динамика спектров НС компоненты ИРИ после включения волны накачки

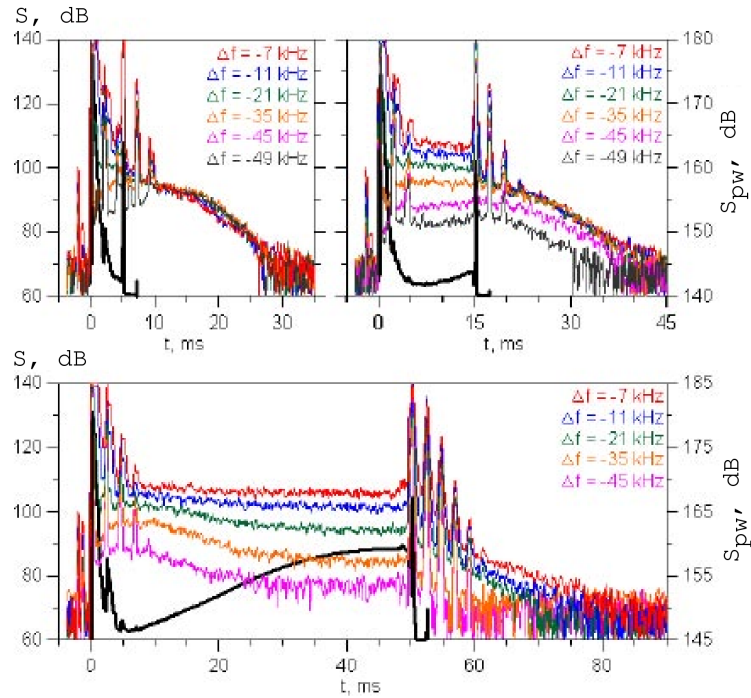


Рис. 1.4. Осциллограммы волны накачки (черные линии) и ИРИ на различных отстройках для длительностей импульса ВН $\tau_p = 5, 15$ и 50 мс. Проведено усреднение по 40 импульсам. Стенд НААРР. 30.03.2011, 15:00–15:13 AST (UTS – 8 часов), $f_0 = 5420$ кГц

ется с ростом $|\Delta f|_0$, а полная ширина спектра NC_p при мощностях стенда НААРР может достигать 80 кГц. Расширение спектра ИРИ на стадии ССВ сопровождается уменьшением интенсивности ИРИ на малых $|\Delta f| < 10$ кГц (рис. 1.3). Далее, при $t > \tau_{\max NC}$ интенсивность отраженного сигнала начинает нарастать, а интенсивность и ширина спектра ИРИ уменьшаются (*overshoot*-эффект, рис. 1.2). Кроме того, отраженный сигнал ВН испытывает квазипериодические затухающие осцилляции («пички») с нарастающим периодом $T \sim 0,05\text{--}0,5$ с (черная линия на рис. 1.2). При длительности импульса ВН $t > 15$ мс в спектре NC начинает различаться спектральный максимум ИРИ ponderomotive narrow continuum maximum, NCM, при отстройках Δf (–4)–(–6) кГц (рис. 1.2). Эта компонента хорошо видна в спектре ИРИ при длительном воздействии до развития интенсивных «верхнегибридных» компонент ИРИ (DM, BUM, BC) и аномального ослабления ВН.

В соответствии с наблюдениями ленгмюровских волн с помощью радаров некогерентного рассеяния 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 расстояниях, не превышающих несколько сотен метров) в течение первых 10–15 миллисекунд воздействия. Одновременно в спектре ПВ наблюдается т.н. «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. Радарные наблюдения плазменной линии выделяют плазменные (ленгмюровские) волны с фиксированной длиной волны $\lambda = \lambda_{\text{rad}}/2$, 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 $s = 4, 5$, и, следовательно, связаны с генерацией ленгмюровских волн, распространяющихся вдоль или под малыми углами к геомагнитному полю \mathbf{B}_0 , см. раздел 3..

Как видно из рис. 1.4, релаксация ИРИ после выключения ВН протекает в два этапа: сначала имеет место быстрая релаксация излучения для малых $|\Delta f|$ и появление временной задержки ее начала либо ее замедление на низкочастотном краю спектра ИРИ, затем характерное время спада интенсивности ИРИ для различных $|\Delta f|$ выравнивается и составляет $\tau_d \sim 2-4 \text{ мс} \lesssim \nu_e^{-1}$. С ростом длительности импульса воздействия от 5 до 50 мс, 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, типичное для ПсТ. Для случая индуцированного рассеяния на ионах решение уравнений ПсТ для динамики спектра плазменных волн представляет из себя простую волну (волну Римана) в ω -пространстве в среде с диссипацией 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 отраженного 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 ВН 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 должны распространяться вниз от точки отражения, получая при этом дополнительную энергию от волны накачки. Это, наряду со снижением фоновой плотности плазмы и, соответственно, уменьшением ω_{pe} , должно приводить к расширению частотного спектра плазменных волн, и соответственно NC_p компоненты ИРИ. Достаточно широкий спектр компоненты NC_p ($\sim 30 - 80 \text{ кГц}$) показывает, что генерация ИРИ должна происходить по крайней мере на несколько сотен метров ниже h_r , иначе ИРИ не сможет выйти из ионосферы. Отбор энергии от накачки должен приводить к уменьшению ее амплитуды вблизи точки отражения, где разбухание поля максимально, и следовательно к уменьшению потока энергии распространяющихся вниз ленгмюровских волн, снижению эффек-

тивности возбуждения СПН и отбора энергии от накачки на более низких высотах, и, следовательно, некоторому увеличению интенсивности отраженного 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 (1.4) отстройка $|\Delta f_{\text{NCM}}|$ должна увеличиваться со временем t после включения ВН и с ее интенсивностью — в обоих случаях область возбуждения СПН расширяется вниз. Предложенная интерпретация, связанная с расширением области генерации носит качественный характер и требует дальнейшего теоретического рассмотрения пространственно-временной динамики области возбуждения СПН в ионосфере.

2. Тепловая параметрическая (вернегибридная) турбулентность

2.1. Физические представления

За время $\tau \sim 0.5 - 5$ с после включения ВН в F -области ионосферы развивается тепловая параметрическая неустойчивость (ТПН), обусловленная омическим нагревом плазмы в суммарном поле ВН и плазменных волн ТПН приводит к возбуждению Z -моды и/или вернегибридных ВЧ плазменных волн и мелкомасштабных ($l_{\perp} < \lambda_0 = c/f_0$) неоднородностей плотности плазмы сильно вытянутых вдоль геомагнитного поля (ММН) — «вернегибридной» турбулентности. Тепловая нелинейность оказывается сильнее стрикционной, когда

$$\kappa_{\parallel}^2 l_e^2 \ll 1, \quad \kappa_{\perp}^2 \rho_e^2 \ll 1, \quad \tau \gg \nu_e^{-1} \quad (2.5)$$

где κ_{\parallel}^{-1} , κ_{\perp}^{-1} — характерные продольные (вдоль геомагнитного поля \mathbf{B}_0 поперечные масштабы низкочастотных возмущений, $l_e = V_{Te}/\nu_e$ и $\rho_e = V_{Te}/\omega_{ce}$ — длина свободного пробега и гирорадиус тепловых электронов. 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

$$\omega_0 = \omega, \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 \pm \boldsymbol{\kappa}, \quad (2.6)$$

Неустойчивость, таким образом, является аperiodической. Сильная вытянутость неоднородностей вдоль геомагнитного поля \mathbf{B}_0 ($|\kappa_{\parallel}| \ll |\kappa_{\perp}|$) 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. Поскольку $|\mathbf{k}_0| \ll \mathbf{k}_l$, а $|\kappa_{\parallel}| \ll |\kappa_{\perp}|$, возникающие плазменные волны должны быть почти ортогональны \mathbf{B}_0 , то есть ТПН развивается вблизи уровня верхнего гибридного резонанса (ВГР) ВН, где

$$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 = \omega_{ВГ}^2. \quad (2.7)$$

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

$$\frac{E_{th}^2}{8\pi N_e T_e} = \frac{1}{|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1|^2} \frac{\delta \nu_e}{\omega_0} \cdot (1 + \kappa_{\parallel}^2 L_{T\parallel}^2 + \kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2), \quad (2.8)$$

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. Порог ТПН в неоднородной плазме, таким образом, 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) $l_m = (1/\pi)|\partial\Delta k(z_m)/\partial z|^{-1/2} \simeq \partial[k_z(z_m)]\partial z|^{-1/2}$ вблизи точки z_m , где выполнены условия (2.6) ($\mathbf{k}_0 \parallel z \parallel \nabla N$, $\Delta k = k_0 - k_z = 0$ при $z = z_m$). Распределяться эта энергия будет на длине теплопроводности $L_T = L_{T\parallel}(1 + \kappa^2 L_{T\perp}^2)^{-1/2} \gg l_m$. Кроме того, время жизни плазменных волн в области взаимодействия (синхронизма) определяется теперь временем их группового распространения $l_m/V_{gz} \ll \nu^{-1}$ через область синхронизма а не затуханием плазменных волн ν^{-1} . Общее уменьшение эффективности взаимодействия будет, таким образом, характеризоваться фактором $\beta = [l_m/(V_{gz}/\nu)] \cdot (l_m/L_T) \ll 1$. Воспользовавшись очевидными соотношениями $\partial|k_z/\partial z| = [\partial\varepsilon/\partial k_z]^{-1} \cdot \partial\varepsilon/\partial z$; $|V_{gz}| = |\partial\omega/\partial k_z|_{\varepsilon=0} = |\partial\varepsilon/\partial k_z| \cdot |\partial\varepsilon/\partial\omega|^{-1}$; $|\partial\varepsilon/\partial z| = 1/L$, $\partial\varepsilon/\partial\omega \approx 2/\omega$ ($\varepsilon(\omega, k)$ — скалярная диэлектрическая проницаемость) и домножая правую часть (2.8) на β^{-1} , получим для порога ТПН в неоднородной плазме:

$$\frac{E_{\text{th}}^2}{4\pi N T_e} \sim \frac{1}{|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_l|^2} \frac{L_{T\parallel}}{L} \cdot (1 + \kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)^{1/2}. \quad (2.9)$$

Эта оценка подтверждается более строгим расчетом, выполненным на основе уравнений амбиполярной диффузии и электронной теплопроводности

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla \hat{D}_a \nabla n - k_T \frac{N_e}{T_{e0}} \nabla \hat{D}_a \nabla T_e = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - \nabla \hat{D}_T \nabla T_e + \delta \nu_e T_e = Q \quad (2.11)$$

и уравнений переноса для амплитуд плазменных волн (Z -моды) в приближении геометрической оптики. В (2.10) и (2.11) 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 тяжелой частицей:

$$D_{a\parallel} = 2l_i^2 \nu_{in}, \quad D_{a\perp} = 2\rho_e^2 \nu_e, \quad D_{T\parallel} = l_e^2 \nu_e, \quad D_{T\perp} = \rho_e^2 \nu_e. \quad (2.12)$$

Зависимость инкремента неустойчивости от $\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2$ при различных $E^2/E_{\text{th, min}}^2$ показана на рис. 2.5. Минимальный порог неустойчивости наблюдается в области достаточно крупных масштабов $\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2 \ll 1$. При некоторых оптимальных значениях $(\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)_{\text{opt}}$, зависящих от E^2/E_{th}^2 , инкремент γ максимален, при $\gamma_{\text{max}} \gg \delta \nu_e$ и $(\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)_{\text{opt}} \gg 1$

$$\gamma_{\text{max}} \approx 0.6 \delta \nu_e (E_0/E_{\text{th, min}})^4 \quad \text{при} \quad (\kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)_{\text{opt}} \approx 0.75 (E_0/E_{\text{th, min}})^4. \quad (2.13)$$

Такое поведение порога и инкремента неустойчивости в зависимости от $\kappa L_{T\perp}$ определяется балансом усиления вытеснения плазмы из прогретых областей вследствие термодиффузии (третий член в левой части уравнения (2.10)) усиления диссипации ММН вследствие поперечных амбиполярной диффузии и теплопроводности (вторые

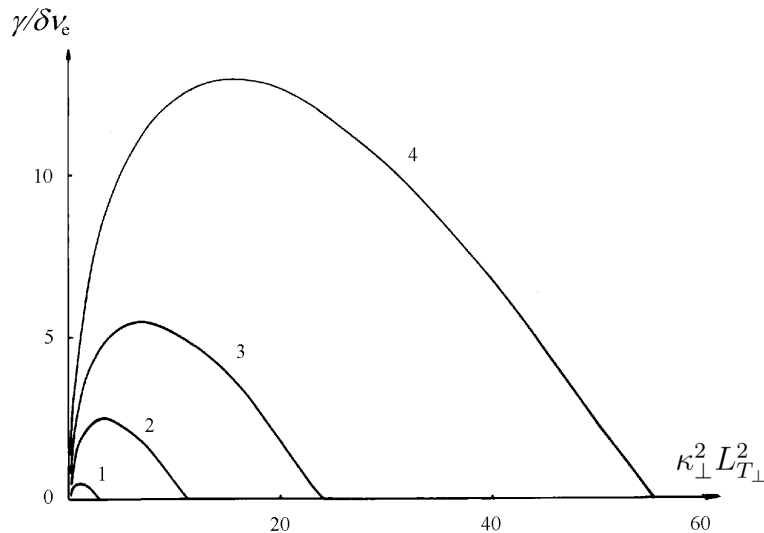


Рис. 2.5. Зависимость инкремента ТПН от $\kappa_{\perp}^2 L_{T_{\perp}}^2$ при значениях $E^2/E_{\text{th,min}}^2$, равных 2 (кривая 1), 3,5 (кривая 2), 5 (кривая 3) и 7,5 (кривая 4)

члены в левых частях уравнений (2.10) и (2.11)) при увеличении κ (уменьшении поперечного масштаба ММН).

Система уравнений двухжидкостной гидродинамики, описывающая перенос частиц в частично ионизованной плазме в магнитном поле [10, 11] сводится к одному уравнению для концентрации n — уравнению амбиполярной диффузии (2.10) — лишь в некоторых специальных случаях, например, в плазме с достаточно высокой степенью ионизации

$$m_e \nu_{ei} > m_i \nu_{in} \quad (2.14)$$

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

$$l_{\parallel}/l_{\perp} > l_e/\rho_e. \quad (2.15)$$

В то же время, согласно [12], 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 [13], имеют существенно более сложный вид, чем (2.10), (2.11).

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

Из (2.8), (2.9) 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 $\kappa \perp \mathbf{B}_0$, эффективное взаимодействие между ВН, плазменной волной и ММН происходит только в том случае, когда электрическое поле ВН имеет достаточно большую компоненту, ортогональную магнитному полю, $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{B}_0$, то есть в области ВГР (2.7) для ВН должно быть выполнено квазипродольное приближение (неравенство, обратное (1.2),

$$\omega_0 \sin^2 \alpha > 2|\omega_{ce} \cos \alpha|, \quad \alpha = \angle \mathbf{k}_0 \mathbf{B}_0. \quad (2.16)$$

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

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

$$\omega^2 = \omega_d^2 = \omega_{\text{ВГ}}^2 = s^2 \omega_{ce}^2 \quad (2.17)$$

запрещено. Этот факт легко проиллюстрировать с помощью приближенного дисперсионного уравнения поперечных плазменных волн (в нем не учтены поправки к частоте верхнегибридных волн, связанные с их непотенциальностью ($\propto \omega^2/c^2 k_l^2$) и тепловым движением электронов ($\propto k_l^2 V_{Te}^2/\omega^2$):

$$[\omega^2 - \omega_{\text{ВГ}}^2(z)][\omega^2 - s^2 \omega_{ce}^2(z)] = c(s) \omega_{ce}^2 \omega_{pe}^2 (k_l \rho_e)^{2(s-1)}, \quad (2.18)$$

где $c(s)$ — коэффициент порядка единицы, зависящий от номера гармоники s . Видно, что решения (2.18) с $k^2 > 0$, соответствующие распространяющимся волнам, существуют только когда скобки в левой части уравнения имеют одинаковые знаки (при $\omega > \omega_{\text{ВГ}}, \omega_{ce}$ или $\omega < \omega_{\text{ВГ}}, \omega_{ce}$, т.е. между верхнегибридным и кратным циклотронным резонансами, «серые» области на рис. 2.6, левая панель). При совпадении частоты волны с частотой двойного резонанса на некоторой высоте h_d существование поперечных плазменных волн невозможно, поскольку левая часть (2.18) отрицательна на всех высотах и при $\omega_0 = \omega_d(h_d)$ ТПН не возбуждается. Из зависимости $k(z = h - h_d)$ при $\mathbf{k}_l \perp \mathbf{B}_0$ при различных $\delta\omega = 2\pi\delta f = \omega - \omega_d$ с учетом теплового движения (тензор диэлектрической проницаемости вычислялся в кинетическом приближении) и электромагнитных поправок $\propto \omega_l^2/c^2 k_l^2$ (рис. 2.6, правая панель) видно, что полного запрета на поперечное распространение при $\omega_l = \omega_d$ нет, поскольку при $k_l \rightarrow 0$, $\omega_l < \omega_{uh}$ имеет место переход к зависимости, соответствующей Z -моду. Тем не менее, при $\omega \rightarrow \omega_d$ область существования плазменных волн с достаточно большими k_\perp , распространяющихся поперек или почти поперек магнитного поля, уменьшается как в реальном пространстве, так и в пространстве волновых векторов. При $\omega_l \approx \omega_d$ на плоскости $\{\omega; k_\perp\}$ появляются запрещенные зоны, в которых существование плазменных волн невозможно, поскольку набег их фазы при распространении вдоль оси z между точками поворота $k_\parallel = 0$ на рис. 2.6 оказывается меньше π . Наличие таких зон в области двойного резонанса в ионосфере, наряду с увеличением циклотронного затухания, 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. 2.6), и, как следствие, поскольку при этом $|\partial\varepsilon/\partial z| = 1/L \rightarrow 0$, к существенному увеличению длины синхронизма l_m . Это влечет за собой заметное (до 10 раз) снижение порога ТПН по сравнению с далеким от резонанса случаем.

Поскольку $l_m \ll (V_{gz}/v), L_T, z_L$ ($z_L = h_r - h_L$ — размер области существования ПВ), взаимодействие между ВН, МН и плазменными волнами сосредоточено в узкой окрестности точки синхронизма z_m , причем в плавно-неоднородной среде существует однозначная зависимость z_m от величины волнового вектора неоднородности κ (при $\mathbf{B}_0 \parallel z$ — от $|\kappa|$) и от частоты ВН ω_0 . Эта зависимость определяется дисперсионным

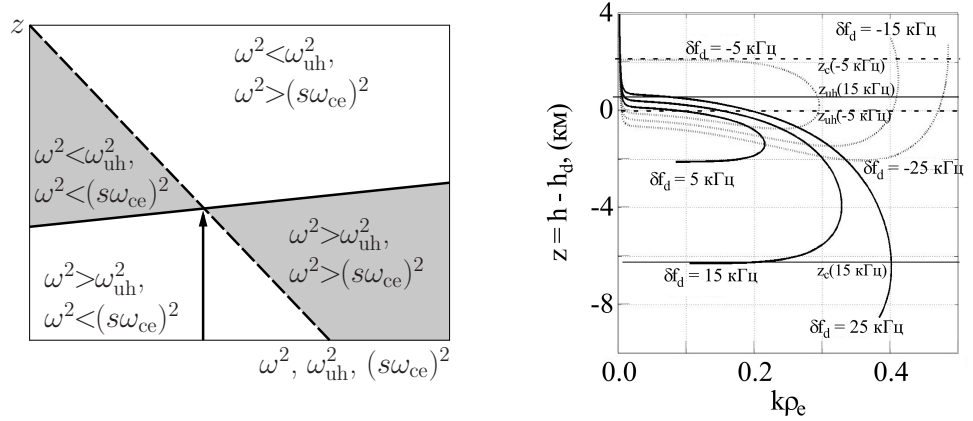


Рис. 2.6. Слева: схематическая иллюстрация областей существования плазменных волн (показано серым), распространяющихся поперек магнитного поля в ионосфере ниже максимума F -слоя в соответствии с дисперсионным уравнением (2.18). Вертикальная стрелка соответствует $\omega = \omega_d$, при этом поперечные плазменные волны не существуют. Справа: 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 $\delta f_d = f - f_d$. Горизонтальными линиями на рисунке показаны высоты, при которых частоты плазменных волн с $\delta f_d = -5$ кГц (пунктир) и $\delta f_d = 15$ кГц (тонкие сплошные линии) совпадают с верхнегибридной частотой (z_{uh}) и четвертой электронной giroгармоникой (z_c)

соотношением для плазменных волны $\omega = \omega(\mathbf{k}, N_e, \mathbf{B}_0)$ при выполнении условий (2.6), и источник нагрева $Q(z) \propto \delta(z - z_m(\mathbf{k}, \omega_0))$ ($\delta(z)$ — дельта-функция Дирака).

На развитой стадии ТПН, с ростом амплитуды ММН Δn (при $\delta n = \Delta n/N_e > \nu_e/\omega_0$) и плазменных волн, нагрев электронов плазменными волнами $Q_1 \propto \nu_e |\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}'_1|$ становится более эффективным, чем нагрев при взаимодействии ВН и плазменных волн Q . Подключение источника Q_1 ведет к более интенсивным 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 получила название резонансной [14]. Наличие в плазме начальных низкочастотных возмущений (δn_0) приводит в силу указанных обстоятельств к снижению порога ТПН:

$$\frac{E_{th,1}^2}{E_{th}^2} = \frac{-1 + \sqrt{1 + \omega_0^2 \delta n_0^2 / 2\nu_e^2}}{\omega_0^2 \delta n_0^2 / 4\nu_e^2}. \quad (2.19)$$

Здесь E_{th}^2 — минимальное пороговое поле (при $\kappa_{\perp} \rightarrow 0$), определяемое (2.8). Видно, что при малых начальных возмущениях плотности, $\delta n_0 \ll \nu_e/\omega_0$ порог ТПН совпадает с (2.8). При $\delta n_0 \gg \nu_e/\omega_0$ 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 неоднородностях, приводящее к растеканию их энергии по большому фазовому объему пространственных масштабов. В результате спектральная плотность энергии ПВ оказывается практически равномерно распределенной в интервале $[0, (k_{l\perp \max})]$, где $k_{l\perp \max}$ — максимально возможное значение поперечного волнового числа ПВ, определяемое

из дисперсионного уравнения ПВ. Таким образом, если на начальной стадии ТПН возбуждаются плазменные волны с волновыми векторами, почти ортогональными магнитному полю ($\mathbf{k}_l \perp \mathbf{B}_0$), 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 по частотному спектру, подобно тому, как это имеет место в СПН.

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 $n_{\mathbf{k}}^2$

$$W_0(z) = W_0(z_L) \exp\{-\Gamma(z(\mathbf{k}))\}, \quad \Gamma(z(\mathbf{k})) \approx \int_{\kappa(z)}^{\infty} \frac{\pi\omega_0 L}{2V_0} n_{\mathbf{k}}^2 d\mathbf{k}. \quad (2.20)$$

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_e условия синхронизма (2.6) выполняются для больших значений $k_{l\perp}$ и κ . Интегрирование в (2.20) ведется от $\kappa(z)$ до максимально возможных κ , минимальное значение $\kappa_{\min} \approx \omega_0/c$ определяется дисперсионным уравнением ПВ при подходе снизу к границе квазипродольного и квазипоперечного распространения (2.16). 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 [15], 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 $\delta n > k_l^2 d_e^2$, необходимо учитывать их влияние на дисперсионные свойства плазменных волн. При этом необходимо рассматривать возбуждение тепловой модуляционной неустойчивости верхнегибридных волн и их захват в ММН. При этом, как правило, рассматривается захват ВГ волн в изолированные глубокие неоднородности с заранее заданными параметрами с учетом просачивания волны через границы неоднородности за счет трансформации в Z -моду, и 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. (2.12)) от температуры, т.е. учет низкочастотных нелинейностей.

2.2. Краткая сводка экспериментальных результатов

В эксперименте ММН проявляются через аномальное ослабление волны накачки и близких по частоте пробных радиоволн с частотами $|f - f_0| < f_0 \cdot (L_T |\cos \alpha| / L)$, а также через ракурсное рассеяние КВ и УКВ радиоволн. Кроме этого, в 1992 г. на стенде в Аресибо был осуществлен запуск геофизической ракеты через возмущенную область ионосферы, где были проведены, по-видимому, единственные к настоящему времени измерения ММН *in situ* [18]. Аномальное ослабление (АО) связано в рассеянии ВН на ММН в верхнегибридные волны и Z -моду, и развивается вместе с ММН,

на фоне восстановления и квазипериодических осцилляций отраженного сигнала ВН. При выполнении условия Брэгга-Вульфа ($\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_s = \pm \boldsymbol{\kappa}$, $\boldsymbol{\kappa} \perp \mathbf{V}_0$, $\kappa = 2k_1 \sin(\theta_s/2)$, $\theta_s = \angle \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_s$), 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{V}_0 , а вершина лежит в центре рассеивающей области (см. например, [16]). Пересечение образующих этих конусов с поверхностью Земли определяет сопряженные 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 сопряженными контурами находится контур обратного рассеяния, для которого $\theta_s = \pi$, $\kappa = 2k_1$. Интенсивность рассеянного сигнала пропорциональна спектральной плотности ММН $n_{\boldsymbol{\kappa}}^2$.

Перечислим некоторые основные свойства верхнегибридной турбулентности, более подробно с которыми можно ознакомиться в обзорах [16, 17]. Пороговое поле генерации ММН составляет $\mathbf{E}_{th} \sim 40$ мВ/м, что ниже как теоретически полученных значений для ТПН ~ 100 мВ/м. (2.9), 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 возмущенной области в ионосфере определяются пороговым полем \mathbf{E}_{th} , мощностью нагревного передатчика и диаграммой направленности передающей антенны. В установившемся режиме диаметр возмущенной области составляет 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 $l_{\perp} = 2\pi/\kappa = l, 5 - 3$ 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 100% потока энергии ВН поглощается в области ВГР ВН за счет аномального ослабления, в результате возбуждение эффекта ССВ и квазипериодических осцилляций интенсивности отраженного сигнала ВН прекращаются. 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 [18] служат ленгмюровские волны, возникшие в результате развития СПН.

Теоретические расчеты на основе уравнений двухжидкостной гидродинамики качественно правильно описывают характерные свойства ММН. В то же время, многолетние исследования возмущенной области ионосферы с помощью ракурсного рассеяния показали, что параметры ММН заметно варьируются 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 восстановления интенсивности и формы спектров ММН (параметров эмпирической модели) по результатам измерений и теоретической модели генерации широкополосной компоненты ИРИ (Broad continuum,

ВС) без использования одновременных данных ракурсного рассеяния или измерений *in situ* (см. раздел 3.). Для моделирования генерации ИРИ удобнее использовать эмпирическую модели 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 $n_{\kappa_{\perp},t,z}^2$ можно представить в виде

$$n_{\kappa}^2 = \Delta n^2(P_{\text{эф}})\Phi_{\perp}(\kappa_{\perp})\Phi_{\parallel}(\kappa_{\perp}, z)T_3(t, \kappa_{\perp}, P_{\text{эф}})T_{\text{rel}}(t, \kappa_{\perp}), \quad (2.21)$$

где $\Delta n^2(P_{\text{эф}})$ — интегральная интенсивность ММН при длительном непрерывном нагреве ионосферы, зависящая от мощности ВН $P_{\text{эф}}$, $\Delta n^2 \propto (P_{\text{эф}})^{\beta}$, где показатель β в эксперименте варьируется в пределах $\beta \sim 0.3 - 1$ со средним значением $\bar{\beta} = 0.5$. $\Phi_{\perp}(\kappa_{\perp})$ описывает форму двумерного ($\perp \mathbf{B}_0$) пространственного спектра ММН в стационарном состоянии в центре возмущенной области ионосферы (на высоте ВГР ВН). По данным Форма стационарного спектра ММН может быть положена степенной с резкой отсечкой при некотором максимальном значении $\kappa_{\text{max}} = 2\pi/l_{\perp \text{min}}$, ($l_{\perp \text{min}} 0.5 - 1$ м), $\Phi_{\perp}(\kappa_{\perp}) \propto \kappa_{\perp}^{-p}$, показатель p может изменяться в пределах от 1 до 4, наиболее часто встречаются значения $p \sim 3$. Результаты измерений спектра ММН в ракетном эксперименте [18] были аппроксимированы выражением

$$\Phi_{\perp}(\kappa_{\perp}) = [l_0^2/(2\pi)^{0,5}] \cdot \sin[1,5 \arctan(\kappa_{\perp}l_0)^{-2}]/[1 + (\kappa_{\perp}l_0)^4]^{0,75}. \quad (2.22)$$

При $\kappa < 2\pi/l_0$ ($\kappa > 2\pi/l_0$) такой спектр близок к степенному с $p = 0$ ($p = 5$). Функция $\Phi_{\parallel}(\kappa_{\perp}, z) = \exp\{-2z^2(1 + 2\kappa^2 L_{T_{\perp}})/L_{T_{\parallel}}^2\}$ учитывает изменение интенсивности ММН с высотой h (расстоянием от центра области z). Функция $T_3(t, \kappa, P_{\text{эф}})$ описывает развитие неоднородностей различных масштабов после включения ВН, $T_3(t, \kappa, P_{\text{эф}}) = (1 - \exp\{-t/\tau_3(\kappa, P_{\text{эф}})\})^2$, $\tau_1 = (100/P)(\kappa^*/\kappa)^{0,4}$ — характерное время развития ММН различных масштабов, $\kappa^* = 2\pi/10 \text{ м}^{-1}$ — масштаб нормировки, t — время после включения ВН. Функция $T_{\text{rel}}(t, \kappa)$ описывает релаксацию (диффузионное распывание) неоднородностей после выключения ВН,

$$T_{\text{rel}}(t, \kappa) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 < t < t_0 \\ \exp\{-2(t - t_0)/\tau_{\text{rel}}\} & \text{при } t_0 < t < t_0 + \tau_{\text{rel}} \\ \exp\{-2 - 2(t - (t_0 + \tau_{\text{rel}}))/(\eta\tau_{\text{rel}})\} & \text{при } t > t_0 + \tau_{\text{rel}}. \end{cases} \quad (2.23)$$

Здесь t_0 — время выключения волны накачки, τ_{rel} — характерное время релаксации ММН с поперечным масштабом $l_{\perp} = 2\pi/\kappa$. При $\kappa = \kappa^* = 2\pi/l_{\perp}^*$, согласно [17], происходит смена характера релаксации ММН: при $\kappa > \kappa^*$ превалирует поперечная амби-полярная диффузия, $\tau_2 = \tau^*(\kappa^*/\kappa)^2$; при бóльших масштабах $\kappa < \kappa^*$ — продольная, $\tau^*(\kappa^*/\kappa)^{0,5}$. Величина l_{\perp}^* изменяется ото дня к ночи и при различных геофизических условиях, 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 днем, а ночью увеличивается в ≈ 2 раза. Через время $\sim \tau_2$ релаксация ММН замедляется [17] в соответствии с нижней строкой формулы (2.23), где фактор замедления $\eta = 5(\kappa^*/\kappa)^{0,5}$. Подробное описание эмпирической модели ММН приведено в настоящем пособии потому, что с ее помощью можно оценивать масштабы ММН, ответственных за генерацию различных спектральных компонент ИРИ и некоторых особенностей его динамики (см. раздел 3.3.).

Наблюдения ракурсного рассеяния в УКВ (метровом) диапазоне зондирующих (рассеянных) сигналов в их силу практически прямолинейного распространения (отсутствие рефракции), возможны только в достаточно низких широтах при достаточно большом наклоне силовых линий магнитного поля к вертикали. При углах наклона $\alpha_I < 16^\circ$ сопряженные конуса (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.

3. Искусственное радиоизлучение ионосферы

Искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ), в англоязычной литературе — Stimulated Electromagnetic Emission (SEE), было обнаружено в экспериментах на стенде EISCAT Б.Тиде, Г. Копка и П. Штуббе в 1981 г. [19] и в дальнейшем интенсивно исследовалось на всех нагревных стендах. ИРИ представляет собой слабую шумовую составляющую $[-(50-90)$ дБ] в спектре отраженного от ионосферы сигнала ВН обладающую, тем не менее, богатой структурой и занимающее 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, т.н. диагностическое ИРИ (ДИРИ, DSEE), стимулированное короткими электромагнитными импульсами с малой средней мощностью, зондирующими возмущенную волной накачки область ионосферы, было обнаружено на стенде «Зименки» [20].

3.1. Структура спектров ИРИ

Устоявшаяся за время наблюдений классификация наиболее регулярно присутствующих в спектре компонент ИРИ включает в себя узкополосную компоненту (Narrow Continuum, NC) в области отрицательных отстроек от частоты ВН $\Delta f_{NC} \approx (-40) - 0$ кГц (при максимальных мощностях стенда HAARP Δf_{NC} на начальной стадии воздействия может достигать -80 кГц), широкополосное излучение (Broad Continuum, BC) в области отрицательных отстроек $\Delta f_{BC} \sim (-15) - (-100)$ 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 $f_0 \gtrsim sf_{ce}$; 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). Наиболее детально эти спектральные компоненты описаны в обзоре Т.Б. Лейзера [21]. 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 (ponderomotive NC, или NC_p); на промежуточной стадии на ее фоне выделяется NCM. Свойства этих компонент описаны в разделе 1.2., рис. 1.1– 1.4.

При достаточно длительном непрерывном воздействии, вместе с развитием ММН и аномального ослабления, в спектре ИРИ нарастают т.н. «верхнегибридные» компоненты ИРИ: DM, его спутники, BC, несколько быстрее — UM и несколько медленнее — BUM. При этом интенсивности NC и NCM уменьшаются и не видны на фоне спектра DM и BC компонент. При этом на отстройках $\Delta f \approx (-7) - 0$ кГц преобладает «тепловая» узкополосная компонента, NC_t , также связанная с возбуждением верхнегибридных волн и ММН. Отметим, что в области кратных электронных гирорезонансов при ($f_0 \approx sf_{ce}$) развитие аномального ослабления, ММН и верхнегибридных компонент ИРИ подавляется или существенно замедляется, поэтому компонента ИРИ NCM может наблюдаться в стационарном спектре.

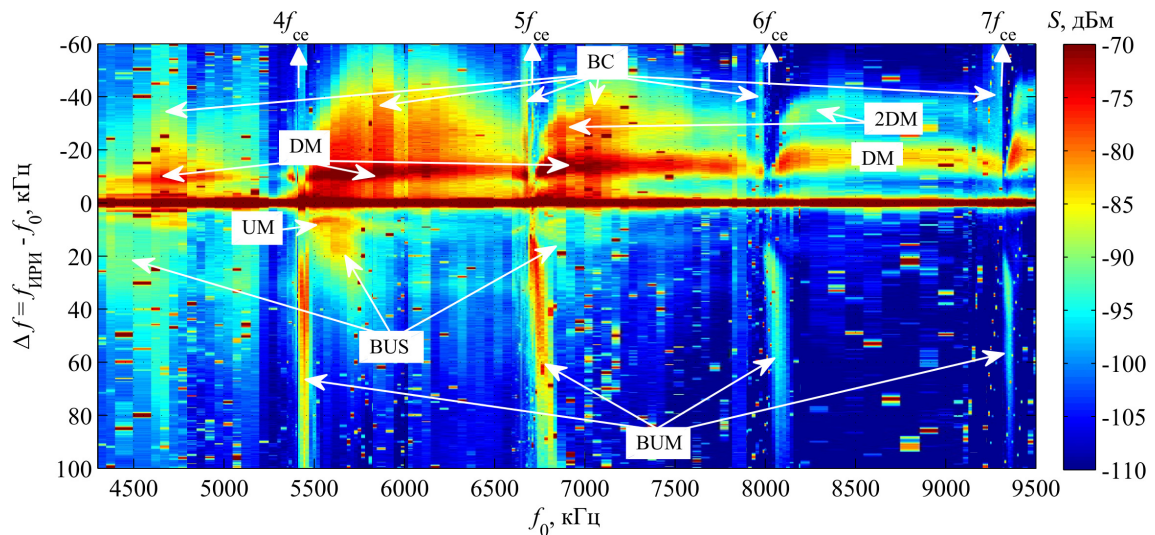


Рис. 3.7. Зависимость вида спектров ИРИ от частоты ВЧ $4,3 \text{ МГц} \leq f_0 \leq 9,5 \text{ МГц}$ по данным экспериментов на стенде «Сура»

Общая картина зависимости спектров ИРИ от f_0 , собранная по данным систематических измерений, выполненных на стенде «Сура» в 1996–2000 гг. во всем диапазоне рабочих частот стенда при высотах области взаимодействия ВЧ с ионосферной плазмой $\sim 230 - 250 \text{ км}$, приведена на рис. 3.7. Примеры стационарных спектров ИРИ в перечисленных областях при различных номерах гармоник $3 < s \leq 7$ показаны на рис. 3.8.

Перечислим основные свойства стационарных спектров ИРИ при длительном воздействии, которые удалось установить из анализа их зависимости от f_0

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», $f_0 - sf_{ce} \lesssim 150 \text{ кГц}$, где в спектре ИРИ присутствуют интенсивные DM (часто 2DM и 3DM) и BUM компоненты; (III) область «сильного излучения», $f_0 - sf_{ce} \lesssim 400 \text{ кГц}$, где в спектре ИРИ присутствуют DM, BC и BUS с высокой интенсивностью; (IV) область «слабого излучения», $sf_{ce} + 400 \text{ кГц} \lesssim f_0 \lesssim (s + 1)f_{ce} - (50 - 100) \text{ кГц}$, где компонента BUS исчезает, а интенсивность DM и BC значительно уменьшается; (V) область «под гармоникой», $(s + 1)f_{ce} - (50 - 100) \text{ кГц} \lesssim f_0 \lesssim (s + 1)f_{ce}$, где вновь нарастает интенсивность DM, а также его спутников и/или BC.
2. Главный спектральный максимум (DM) является наиболее интенсивной компонентой ИРИ при всех f_0 , за исключением узкой окрестности гирогармоник (область 1). Величина отстройки пика DM $|\Delta f_{DM}|$ (также, как $|\Delta f_{UM}|$) линейно растет с f_0 за исключением, опять, резонансных областей (I), где DM приближается к ВЧ. Интенсивность DM в резонансной области уменьшается практически до уровня шумов в полосе частот ВЧ $\Delta f_{res s}$, которая уменьшается с номером

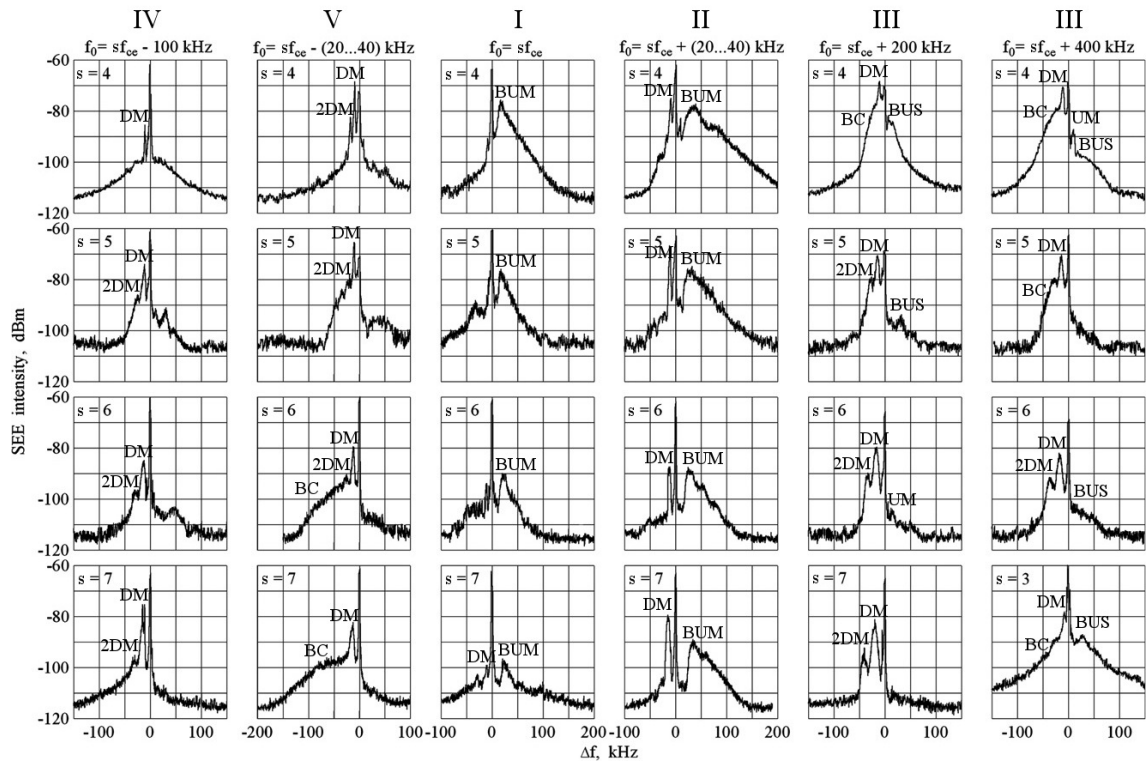


Рис. 3.8. Спектры ИРИ для характерных отстроек частоты ВН от электронных гирогармоник $\delta f_c = f_0 - sf_{ce}$ (столбцы): $\delta f_c \sim -100$ кГц (IV, слабое излучение), $\delta f_c \sim -(20 - 40)$ кГц (V, под гармоникой), $\delta f_c \approx 0$, $f_0 \approx sf_{ce}$ (I, резонансная область), $\delta f_c \sim (20 - 40)$ кГц (II, над гармоникой), $\delta f_c \sim 200$ кГц, $\delta f_c \sim 400$ кГц (III, сильное излучение) для $s = 4 - 7$ (строки). На нижней правой панели приведен спектр для $f_0 = 4400$ кГц ($s = 3$, область III.)

гармоники s : в спокойной ионосфере значения Δf_{res} для $s = 4, 5, 6, 7$ составляют соответственно 6–10 кГц, 2–5, 1–2 и 0,2 кГц. Отметим, что эти значения Δf_{res} близки к полученным в при теоретическом рассмотрении значениям ширины запрещенных зон для существования в ионосфере ниже максимума F-слоя плазменных волн с $k_l \perp \mathbf{B}_0$ в области двойного резонанса. Отстройка правого (высокочастотного) края DM остается практически неизменной во всем диапазоне f_0 и составляет $|\Delta f_{\text{hFD}}| \approx 7-8$ кГц, что близко к нижегибридной частоте в F-области ионосферы, $f_{\text{HГ}} \approx \sqrt{f_{\text{ce}} f_{\text{ci}}}$, где f_{ci} — циклотронная частота ионов.

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 сателлитов (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 сателлитов 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 эмпирической формулой

$$\Delta f_{\text{BUM}} \approx f_0 - (sf_{\text{ce}}(z_d) + \delta f), \quad \delta f \sim 15 - 20 \text{ кГц}. \quad (3.24)$$

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

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

$$S_\omega(t) \propto \int_{\text{source}} W_\omega(h') n_{\mathbf{k}(h', \omega)}^2(t) \exp\{-\Gamma_{\text{SEE}}(h', t)\} dh', \quad (3.25)$$

$$W_\omega(h, t) \propto \mathcal{G}(\omega) W_0 n_{\mathbf{k}(h, \omega_0)}^2(t) \exp\{-\Gamma_{\text{pump}}(h, t)\}, \quad (3.26)$$

$$\Gamma_{\text{SEE, pump}}(h, t) \propto \int_{\text{path}} n_{\mathbf{k}(h'')}^2(t) dh''. \quad (3.27)$$

Здесь W_ω — спектральная плотность энергии ВГ волн и/или Z -моды, $\Gamma_{\text{SEE}}(\Gamma_{\text{pump}})$ — аномальное ослабление ИРИ при распространении вниз от источника $h' = h_m$ до h_{min} (вверх от h_{min} до) h' за счет 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 возмущенную область при $h = h_{\text{min}}$. Интегрирование в (3.25) ведется по интервалу высот, занимаемому источником ИРИ на данной частоте ω $h_{\text{min}} < h < h_{\text{max}}$. Зависимость $\kappa(h, \omega)$ $\kappa(h, \omega_0)$ определяется выполнением условий синхронизма для ИРИ (ВН), ВГ волн и ММН (2.6). При этом, в силу зависимости $\kappa(h_m, \omega)$, 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, для ДМ и его сателлитов — трехволновое каскадное взаимодействие верхнегибридных и нажегибридных волн. Для интерпретации формирования спектра ВГ волн в области положительных отстроек, например, ВUС, в области сильного излучения, привлекается конверсия ВГ волн и вынужденных ионно-звуковых колебаний с генерацией ВГ волн с большей частотой. Для генерации ВUМ-компоненты формула (3.24) предполагает существенную роль в генерации верхнегибридных волн четырехволновых процессов. В частности рассматривался распад двух квантов ВН на квант ВГ волны с $\omega_{uh} > \omega_0 > s\omega_{ce}$ и квант электронной бернштейновской волны с $\omega_{be} \approx \omega_{ce} < \omega_0$, $2\omega_0 = \omega_{uh} + \omega_{be}$. В процессе участвуют также вынужденные низкочастотные плазменные колебания с частотами, близкими к нижней гибридной. В рассмотрение, однако, нужно включать также наличие (возбуждение) ММН, хотя к настоящему времени получен ряд экспериментальных свидетельств в пользу справедливости модели двойной трансформации для генерации ВUМ (см. раздел 3.3.). Без такого включения характерные времена развития рассмотренного четырехволнового процесса оказываются существенно короче наблюдаемых времен развития ВUМ, даже в «приготовленной ионосфере».

Альтернативный механизм генерации ВГ волн с частотами $\gtrsim s\omega_{ce}$ связан с циклотронной неустойчивостью электронов, ускоренных верхнегибридными волнами вблизи электронных циклотронных гармоник, $\omega \sim s\omega_{ce}$. В процессе ускорения при частотах ВН $\omega_0 \sim s\omega_{ce}$ возникает заметная поперечная анизотропия функции распределения ускоренных электронов, а в процессе ее 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» и радиоизлучения ионосферной плазмы типа авроральных шумовых бурь при вторжении потоков энергичных частиц, которые также генерируются вблизи кратных электронных giroгармоник. Отметим, что оба механизма (четырёхволновое взаимодействие и циклотронная неустойчивость) предполагают генерацию верхнегибридных волн с частотами $f > f_0 > sf_{ce}$.

Зависимость спектральной интенсивности ИРИ от времени $S_\omega(t)$ в (3.25) определяется как медленным временем τ_3 эволюции пространственного спектра ММН $n_{\mathbf{k}}^2(t)$, см. (2.21), $\tau_3 \sim 0,5 - 60$ с, так и быстрой динамикой плазменных (ВГ) волн и Z -моды, $\tau_1 \sim 1 - 10$ мс, $\tau_1 \ll \tau_3$. При «холодном старте», когда волна накачки падает на «неподготовленную» ионосферу, время развития ИИТ, определяется согласно (3.25), развитием ММН, а плотность энергии плазменных волн $W_\omega(h')$ в каждый

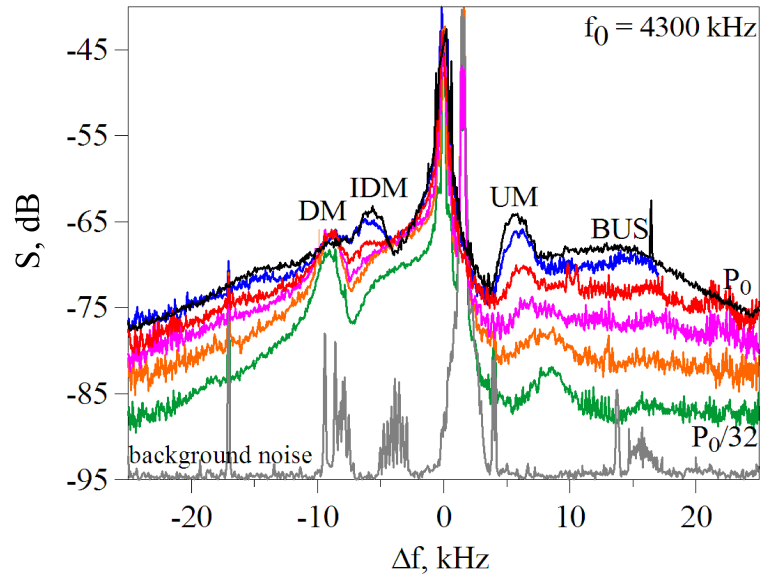


Рис. 3.9. Спектры ИРИ при мощностях ВН $P_{\text{эф}}$, увеличивающихся в 2 раза от $P_{\text{max}}/32$ до P_{max} , иллюстрирующие появление IDM в спектре ИРИ. Видно, что IDM превалирует в спектре при $P_{\text{эф}} > P_{\text{max}}/4$. $f_0 = 4300$ кГц. Стенд «Сура», 09.08.2008

момент «медленного времени» можно считать стационарной, определяемой уровнем интенсивности ММН $n_{\mathbf{k}}^2(t)$, причем, поскольку $\tau_1 \ll \tau_3$, формирование вида спектра $W_{\omega} \propto \mathcal{G}(\omega)$ и установления такого квазистационарного состояния должно происходить при достаточно низких превышениях $W_{\omega}(\omega_0)$ над порогом стрикционной перекачки. При падении ВН на ионосферу с заранее приготовленными ММН, не успевшими релаксировать после предыдущего выключения ВН, а также после выключения ВН, динамика ИРИ должна следовать динамике плазменных волн $W_{\omega}(h', t)$. Все это позволяет использовать измерения ИРИ для определения механизмов его генерации, декрементов затухания плазменных волн и диагностики параметров ИИТ, см. раздел 3.3..

Кроме регулярно присутствующих в спектре ИРИ перечисленных выше компонент, при частотах ВН $f_0 \approx sf_{ce}$, $s = 3, 4, 5$ 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 $f_0 \sim sf_{ce} + (20-50)$ кГц ($s = 3, 4$) может регистрироваться «широкий нижний максимум» (broad downshifted maximum, BDM, рис. 3.11) на отстройках $\delta f \sim -15-30$ кГц с пиком на $\delta f_{\text{BDM}} \sim -20-25$ кГц, причем при $s = 3$ BDM более интенсивен и расположен в спектре ИРИ симметрично BUM относительно ВН. Эти компоненты, однако, изучены недостаточно детально.

В последние годы, с развитием радиоприемной аппаратуры и увеличением мощности нагревных стенов 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. IDM превышает DM по амплитуде при мощностях ВН $P_{\text{эф}} > 30$ МВт в области частот ВН $f_0 \gtrsim sf_{ce} + 50$ кГц ($s = 2, 3$). При $f_0 \sim 4f_{ce} + 200$ кГц ($s = 2, 3$) IDM едва различим в спектре ИРИ на фоне NC_t (рис. 3.9).

Во-вторых, в экспериментах 2011 и 2014 г на стенде НААРП была обнаружена компонента «широкополосное нижнее излучение» (broad downshifted emission, BDE) (рис.3.10, 3.11). BDE регистрируется в спектре ИРИ только в ночное время при мак-

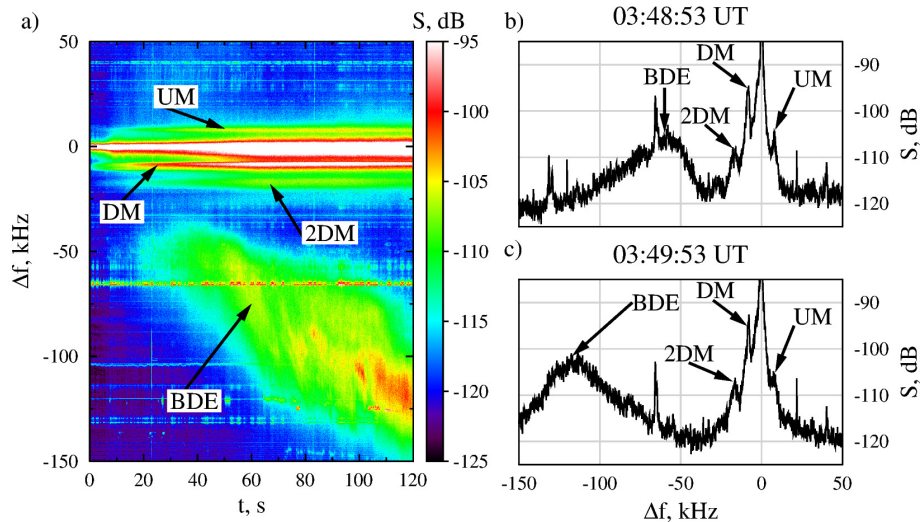


Рис. 3.10. Спектрограмма и отдельные спектры ИРИ для непрерывного воздействия. НААРР. 27.03.2011. $f_0 = 5700$ кГц. Спектры соответствуют 53 и 113 секундам спектрограммы

симальной мощности излучения ВН после достаточно длительного нагрева плазмы, достигающего иногда нескольких минут, только при максимальной интенсивности для типичных компонент ИРИ — NC и DM; генерация BDE наблюдается в области частот волны накачки около четвертой гармоники электронной циклотронной частоты $4f_{ce} - 100 \text{ кГц} < f_0 < 4f_{ce} + 100 \text{ кГц}$. Интенсивность компоненты BDE и ширина ее спектра для $f_0 > 4f_{ce}$ всегда существенно меньше, чем для частот $f_0 < 4f_{ce}$, а границы BDE в спектре ИРИ лежат в пределах $\Delta f = -(40 - 220) \text{ кГц}$. Положение максимума интенсивности BDE в спектре приближается к частоте ВН при ее увеличении. При $f_0 \sim 3f_{ce}$ BDE наблюдается в узкой полосе частот ВН $3f_{ce} - (15 - 25) \text{ кГц} < f_0 < 3f_{ce} - (0 - 5) \text{ кГц}$.

В-третьих, при максимальных мощностях стенда НААРР и $f_0 = 2,85 \text{ кГц} \approx 2f_{ce}$ в спектре ИРИ в области отстроек $-0.80 < \delta f < 0.35 \text{ кГц}$ была обнаружена последовательность эквидистантных пиков, отстоящих друг от друга на ионную циклотронную частоту f_{ci} , что является свидетельством возбуждения ионных бернштейновских мод при воздействии на ионосферу.

И, наконец, в экспериментах на стендах НААРР и EISCAT были выделены узкие спектральные пики ИРИ с отстройками $\Delta f \approx \pm(8 - 12) \text{ Гц}$ и их слабые спутники с $\Delta f \approx \pm(24 - 26) \text{ Гц}$ при воздействии в магнитный зенит (вдоль магнитного поля), а также пики на $\Delta f \approx \pm(23 - 30) \text{ Гц}$ при вертикальном излучении ВН (величина отстройки $|\Delta f|$ увеличивалась с ростом f_0) и пики с отстройками $\Delta f \pm f_{ci}$ и $\pm f_{ci}$. Появление узкополосных пиков интерпретируется как вынужденное рассеяние Манделштама-Бриллюэна волны накачки на ионно-звуковых волнах при выполнении условий синхронизма

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_0 \pm \mathbf{k}_a, \quad \omega_s = \omega_0 \pm \omega_a. \quad (3.28)$$

Здесь индекс «s» относится к рассеянной электромагнитной волне, индекс «a» — к ионно-звуковым волнам, частоты которых при ($k_0 V_a \ll \omega_{ci}$) равны $\omega_{a1}^2 = k_a V_s^2 \cos \alpha$ (медленная магнитозвуковая волна, $V_a^2 = 2T_e/m_i$ — 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

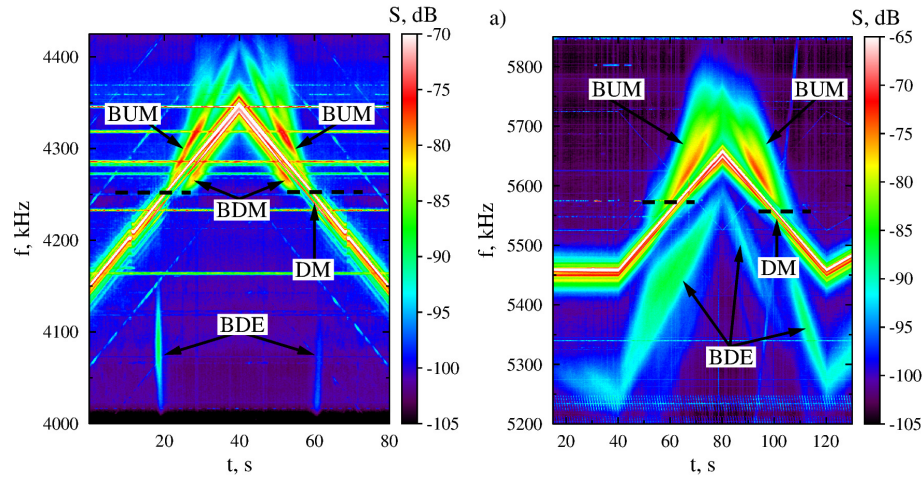


Рис. 3.11. Спектрограммы ИРИ при свипировании f_0 3-й (слева) и 4-й гармоник f_{ce} . На рисунках указана компонента ИРИ BDE. При $f_0 > 3f_{ce}$ в спектре различается компонента BDM

зарегистрированы только в последние годы. Следует отметить, что существование ВРМБ не требует наличия искусственной турбулентности в возмущенной области ионосферы, т.к. плазменные волны и неоднородности плотности не включены в механизм рассеяния.

3.2. Поведение ИРИ в окрестности кратных электронных ги- рорезонансов

Как видно из рис. 3.7, 3.8 спектры ИРИ существенно зависят от соотношения частот ВН f_0 и электронных гиругармоник sf_{ce} . Наиболее резко спектр ИРИ меняется при относительно небольших (иногда порядка сотен Гц) изменениях f_0 при переходе из области (V) «под гармоникой» через резонансную область (I), где $f_{0s} \approx sf_{ce}$, в область (II) «над гармоникой» (см. рис. 3.12, 3.13). 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 , причем $df_{ce}/dh \sim -(0,60 - 0,65)$ кГц/км. Вертикальные движения и горизонтальные перемещения крупномасштабных неоднородностей электронной концентрации через возмущенную 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 эксперимента и влиять на наблюдаемые зависимости спектров ИРИ от соотношения f_0 и sf_{ce} в резонансной области. Поэтому полное время проведения измерений Δt должно быть достаточно коротким, $\Delta t < \Delta f_{res}/n|df_{ce}/dh|v$. Здесь v — характерная скорость вертикального перемещения ионосферы (высоты некоторого фиксированного значения плотности ионосферной плазмы). Используя для оценок приведенные выше значения $\Delta f_{res} \sim 2$ и 6 кГц для $n = 5$ и 4 (см. раздел 3.1.), 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 (в спокойных ионосферных условиях) не должно превышать $t \sim 5 - 15$ мин. Для сведения к минимуму влияния вариаций ионосферных условий на измерения зависимости спектров ИРИ от $f_0 - sf_{ce}$ используется методика быстрого свипирования (пошагового изменения)

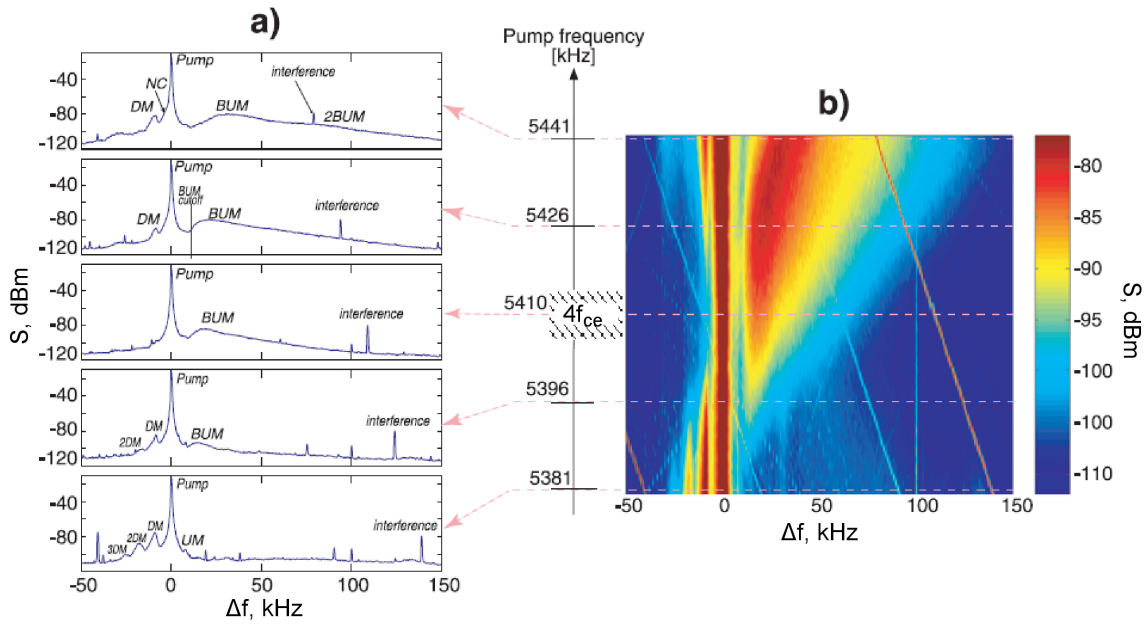


Рис. 3.12. Справа (b): спектрограмма ИРИ при свипировании частоты ВН f_0 вблизи 4-й гирогармоники. Слева (a): индивидуальные спектры ИРИ для 5 различных значений f_0 , показанных на панели (b) пунктирными линиями. Стенд «Сура», сентябрь 1998

частоты ВН в области гирогармоники на временах квазистационарности состояния ионосферной плазмы. При этом полный диапазон перестройки f_0 вокруг sf_{ce} составляет $\Delta f_0 = (60 - 80)$ кГц, шаг перестройки — 1 кГц, длительность воздействия на фиксированной частоте — $0,2 \text{ с} \gg \tau_1$, т.е. после перестройки частоты спектр ИРИ успевае развиться 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. Пример спектрограммы и индивидуальных спектров ИРИ, полученных в экспериментах на стенде «Сура» в 1998 и 2004 гг., приведены на рис. 3.12, 3.13, где четко видно резкое изменения 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 3.14 показаны зависимости интегральных интенсивностей спектральных компонент ИРИ DM, 2DM, NC, UM и BUM от частоты f_0 , полученных при свипировании f_0 вблизи 4-й гирогармонии.

Как видно из рис. 3.13, 3.14 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 наблюдаются 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 $-6.5 \lesssim \Delta f \lesssim -2.0$ кГц с максимальной интенсивностью на частотах, прилегающих к f_0 . С увеличением f_0 (с приближением к $f_{0 \overline{DM}}$ и согласно (2.17) 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

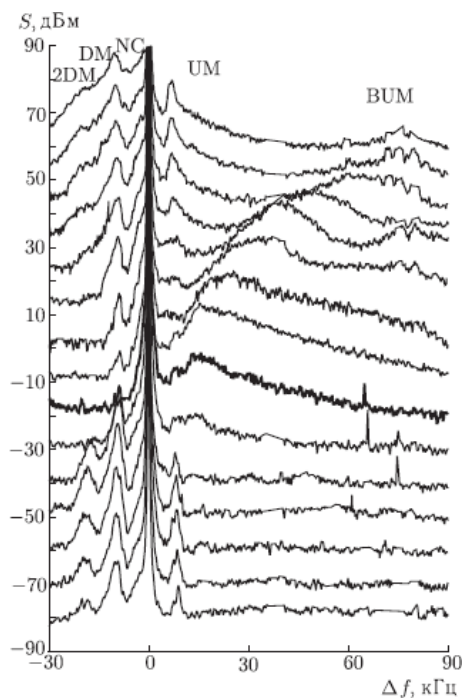


Рис. 3.13. Выборка спектров ИРИ при свипировании частоты волны накачки f_0 вблизи четвертой электронной гирогармоники $4f_{ce}$ с шагом 10 кГц по частоте, $5360 \text{ кГц} \leq f_0 \leq 5500 \text{ кГц}$. Для наглядности каждый следующий спектр смещен на 10 дБ вверх по оси ординат. Жирной линией выделен спектр при $f_0 = 5420 \text{ кГц} \approx f_{0 \text{ DM}}$. Стенд «Сура», май 2004

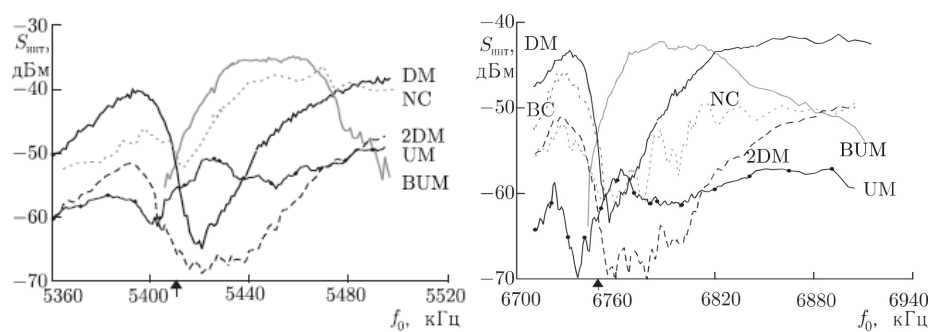


Рис. 3.14. Зависимость интегральной интенсивности спектральных компонент ИРИ от частоты волны накачки при свипировании f_0 в области $4f_{ce}$ (слева) и в области $5f_{ce}$. Стенд «Сура»

слабого излучения (IV) в область «под гармоникой»). При дальнейшем увеличении f_0 интенсивность всех этих компонент уменьшается и достигает своих минимальных значений, причем для компонент с $\Delta f < 0$ (DM, 2DM и NC) это уменьшение начинается с левой, низкочастотной части спектра, тогда как правый, высокочастотный край остается 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 $f_0 = f_{0\overline{UM}} = f_{0\overline{UM}} - \Delta f_{UM}$. Затем, при $f_0 = f_{0\min}$, достигается минимум суммарной интенсивности всех компонент ИРИ; Далее, при $f_0 = f_{0\overline{NC}} = f_{\overline{NC}} + 2$ кГц, достигается минимум интегральной интенсивности NC. И, наконец, при $f_0 = f_{0\overline{DM}} = f_{\overline{DM}} - \Delta f_{DM}$ достигается минимум интенсивности компоненты DM, при этом компонента DM в спектре практически не различается.

Частоты ИРИ в области пиков компонент UM ($f_{0\overline{UM}}$) и DM и на высокочастотном краю компоненты NC во время их максимального подавления ($f_{\overline{UM}}$, $f_{\overline{DM}}$) 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:

$$f_d = 4f_{ce}(h_d) \approx f_{\overline{UM}} \approx f_{0\min} \approx f_{\overline{NC}} \approx f_{\overline{DM}}. \quad (3.29)$$

Диапазон частот волны накачки вблизи $f_{0\overline{DM}}$ в котором интенсивность DM превышает уровень шумов радиоприемного устройства не более, чем на 1 дБ, составляет 6–7 кГц, что соответствует результатам измерений при длительном непрерывном воздействии в спокойных ионосферных условиях. Интервал подавления компоненты 2DM оказывается более широким (~ 30 кГц) и заметно смещенным 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 (3.29) 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. В эксперименте, проведенном на стенде HAARP при $s = 3$ также наблюдалось последовательное подавление UM и DM. При этом при различных состояниях ионосферы наблюдаются различных экспериментах наблюдаются, естественно, различные значения f_d и h_d . Определенное из эксперимента значение f_d , формула (3.29) и учет существующих моделей геомагнитного поля дают возможность определения с высокой точностью высоты области двойного резонанса h_d и концентрации ионосферной плазмы в области взаимодействия с волной накачки. Так, в эксперименте, данные которых приведены на рис. 3.14 и 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 дает значения $f_{ce}(h_d)$, равные 1352,5 – 1353,0 кГц, и 1349,4 – 1350,0 кГц соответственно. Согласно модели геомагнитного поля IGRF, такие значения f_{ce} над стендом «Сура» имеют место на высотах 217–218 км 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:

$$\begin{aligned} s = 4, \quad f_{\text{pe}}(h_d) &= (f_d^2 - f_{\text{ce}}^2(h_d))^{1/2} \approx 5238\text{--}5240 \text{ кГц}, \\ N_e &= \pi f_{\text{pe}}^2 m_e / e^2 \approx (3,405\text{--}3,407) \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}, \end{aligned} \tag{3.30}$$

$$s = 5, \quad f_{\text{pe}}(h_d) \approx 6611\text{--}6613 \text{ кГц}, \quad N_e \approx (5,423\text{--}5,427) \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}.$$

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.

Ни рисунке 3.15 приведены спектры ИРИ, полученные при воздействии на ионосферу короткими ($\tau = 30 \text{ мс} \ll \tau_{\text{fa}}$ импульсами с периодом повторения $T = 1 \text{ с}$ (панель *a*) и при длительном (1 мин) непрерывном воздействии (панель *б*) с частотами ВН $f_0 \sim 4f_{\text{ce}}$. Импульсная накачка сама по себе, в отсутствие длительного воздействия, не приводят к генерации и поддержанию верхнегибридной плазменной турбулентности, связанной с возбуждением ММН ввиду малой длительности импульса и средней мощности излучения (см. разделы 2,3), и спектр ИРИ содержит только узкополосную компоненту излучения NC_p (ponderomotive Narrow Continuum), 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 панели *a* рис. 3.15, тогда как при длительном воздействии зависимость спектров ИРИ от соотношения f_0 и $4f_{\text{ce}}$, типичная для областей (V) (верхние спектры), (I), (II) и (III) (нижние спектры), ясно видна на панели *б*.

Для «раздельного» исследования влияния ММН и стрикционного взаимодействия верхнегибридных волн на спектры ИРИ использовалась методика дополнительного подогрева: неоднородности создавались с помощью волны накачки с частотой, далекой от кратного гирорезонанса в области ВГР ВН, где $f_0 \approx f_{\text{ВГ}} = (f_{\text{pe}}^2 + f_{\text{ce}}^2)^{1/2}$, а ИРИ генерировалось с помощью импульсной диагностической волны с малой средней мощностью. Продольный (вдоль магнитного поля) размер ММН, достаточно велик: $l_{\parallel} \sim 5 - 30 \text{ км}$. При малых углах геомагнитного поля к вертикали (в условиях станций EISCAT, HAARP и «Сура» он составляет, напомним, $\alpha_I = 12^\circ, 14^\circ$ и $18,5^\circ$) этот размер приблизительно соответствует высотному размеру возмущенной области ионосферы и сопоставим с размером ионосферного слоя. Диагностическое ИРИ в этом случае генерируется в результате возбуждения верхнегибридных волн из-за рассеяния диагностической волны с частотой $f_{\text{дв}}$ на ММН вблизи уровня ее верхнего гибридного резонанса, где $f_{\text{дв}} \approx f_{\text{ВГ}}$. При этом высота области ВГР диагностической волны (и ее частота $f_{\text{дв}}$) 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 $f_{\text{дв}} \sim sf_{\text{ce}}$. Семейство спектров диагностического ИРИ при различной частоте диагностической волны вблизи $f_{\text{дв}} \approx 4f_{\text{ce}}$, $4f_{\text{ce}} \approx 5385 - 5390 \text{ кГц}$ представлено на рис. 3.16. Видно, что зависимость спектров диагностического ИРИ от соотношения $f_{\text{дв}}$ и $4f_{\text{ce}}$ в условиях ММН, созданных «внешней накачкой» подобна

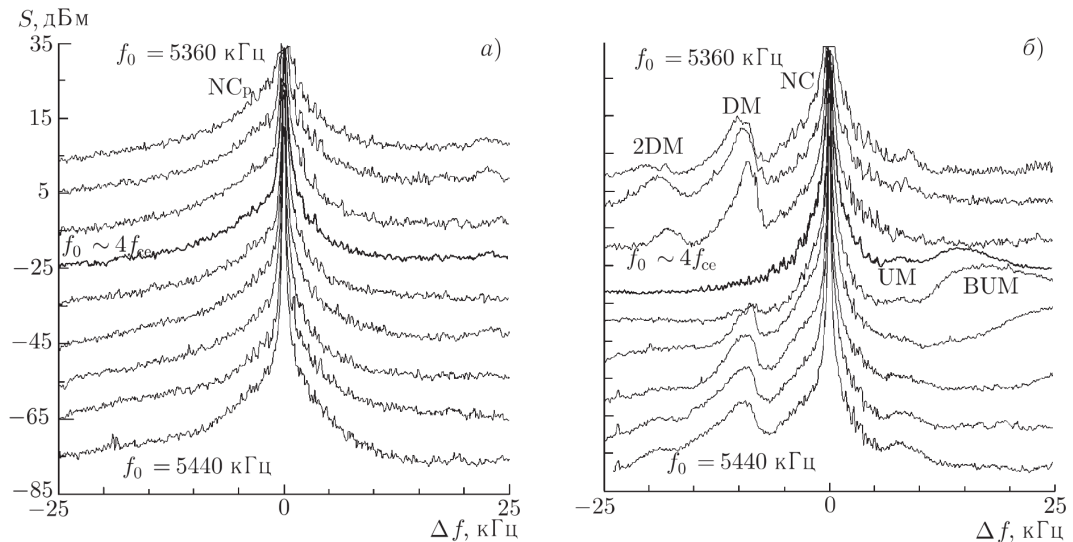


Рис. 3.15. Спектры ИРИ при воздействии на ионосферу на частоте $f_0 \sim 4f_{ce}$ ($5360 \leq f_0 \leq 5440$ кГц) на стадиях развития ленгмюровской (а) и верхнегибридной (б) плазменной турбулентности. Спектры приведены со сдвигом 10 дБ, шаг по частоты волны накачки составлял 10 кГц

поведению спектров ИРИ в зависимости от f_0 при свипировании f_0 вблизи $4f_{ce}$ (см. рис. 3.16).

Приведём некоторые выводы, которые удалось сделать на основе анализа поведения различных спектральных компонент ИРИ при быстром свипировании частоты ВЧ f_0 в окрестности кратных циклотронных резонансов sf_{ce} о нелинейных процессах, ответственных за формирование спектров ИРИ в областях (V), (I) и (II)

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 гирогармоники sf_{ce} определяются дисперсионными свойствами и характером взаимодействия высокочастотных плазменных мод, а также близостью их частот к гирогармонике. Зависимость вида спектра ИРИ от соотношения f_0 и sf_{ce} исчезает при воздействии короткими импульсами, когда мелкомасштабные неоднородности не успевают формироваться и возбуждение ИРИ определяется стрикционным взаимодействием волны накачки с ленгмюровскими волнами, распространяющимися почти вдоль геомагнитного поля.
2. При прохождении частоты волны накачки f_0 через гирогармонику подавление различных спектральных компонент ИРИ происходит при одной и той же частоте самих этих компонент, совпадающей с частотой волны накачки f_{0min} , 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

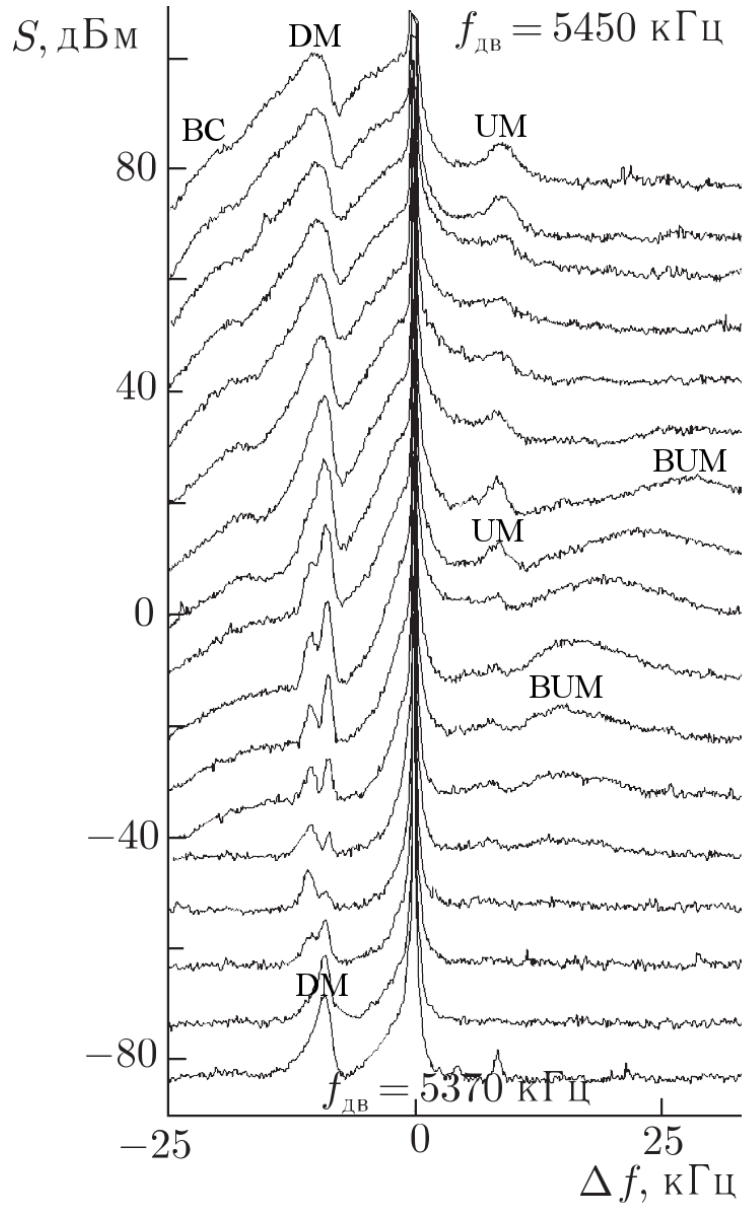


Рис. 3.16. Спектры диагностического ИРИ при зондировании ионосферной плазмы на частотах вблизи $4f_{ce}$ импульсной диагностической волной с частотами $5370 \leq f_{дв} \leq 5450$ кГц и дополнительном нагреве на частоте $f_0 = 5620$ кГц. Спектры приведены со сдвигом в 10 дБ, шаг частоты диагностической волны $f_{дв}$ составлял 5 кГц

в области гирогармоник (NC_t, DM, 2DM, UM) является двойная трансформация (электромагнитных волн в плазменные и обратно) на ММН с промежуточной стадией формирования спектра плазменных волн за счет 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: $f_0 \gtrsim f_0 \overline{UM} \approx f_d - \Delta f_{UM}$, практически сразу после прохождения минимума интенсивности UM. В то же время, поскольку $f_0 \overline{UM} < \Delta f_{BUM}$, частоты самой компоненты BUM согласно оказываются всегда выше частоты двойного резонанса: $f_{BUM} = f_0 + \Delta f_{BUM} > f_d$. Наиболее вероятным механизмом генерации компоненты BUM является трансформация (рассеяние) верхнегибридных волн с частотами, превышающими f_d , на ММН. Генерация этой компоненты при достаточно больших значениях $f_0 - sf_{ce}$, где $f_{BUM} - f_0 \approx f_0 - (sf_{ce}(h_d) + \delta f)$, $\delta f \sim 15-20$ кГц происходит заметно ниже высоты двойного резонанса h_d .

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

3.3.1. Влияние динамики ММН на динамику ИРИ

Уже в первых экспериментах, где исследовалась динамика ИРИ и диагностического ИРИ (компоненты ВС) была 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 воздействия с большим периодом повторения (1-3 с) с целью исследования влияния ММН различных масштабов (обладающих различными временами релаксации $\tau_{rel}(\kappa)$ (2.23) на генерацию ИРИ, и способствовал появлению теоретической модели ВС в рамках схемы двойной трансформации. Процесс формирования спектра плазменных волн W_ω для генерации ВС происходит в результате их индуцированного рассеяния на тепловых ионах, что дает возможность получить простое аналитическое выражение для W_ω и провести моделирование динамики ИРИ в рамках схемы двойной трансформации (формулы (3.25), (3.26), (3.27)) с помощью эмпирической модели (2.21)–(2.23).

На рис. 3.17 приведен типичный пример эволюции ВС-компоненты во времени для пяти различных отстроек $\Delta f = f - f_0$ (толстые линии с шумовой дорожкой). Время нарастания амплитуды ВС составляет 1–1.5 с, хорошо виден overshoot-эффекты: через время $t \sim 1.5-2$ с после ВН 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 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 показаны на рис. 3.17 тонкими гладкими линиями. Для моделирования использовалась величина $L = |\partial\varepsilon/\partial z|^{-1}$ полученная из анализа ионограмм, зарегистрированных во время эксперимента, и реальное значение мощности накачки $P_{эф}$. Для привязки измеренная и рассчитанная интенсивности ИРИ полагались равными при $t = t_0 = 60$ с и $\Delta f = -55$ кГц. Область удовлетворительного согласия результатов моделирования с данными эксперимента в трехмерном «пространстве параметров» Δn_0^2 (интегральная интенсивность ММН), p (показатель спектра в функции Φ_{\perp}) и α_{is} (коэффициент, определяющий скорость индуцированного рассеяния) оказывается достаточно узкой, порядка 10% для каждого параметра. Большие изменения ведут к значительному ухудшению количественного согласия на различных участках рисунка (по частоте и времени) и к появлению некоторых ненаблюдаемых качественных особенностей.

Несомненное соответствие модельных расчетов и результатов измерений позволяет интерпретировать основные особенности поведения ВС-компоненты ИРИ: характерные времена нарастания ВС, величина 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 интенсивности. Таким образом, использование численного моделирования в комбинации с измерениями ИРИ создает возможность диагностики параметров области тепловой параметрической турбулентности, возникающей в F-области ионосферы под ВН: масштабов ММН l_{\perp} , ответственных за генерацию ИРИ и аномальное ослабление на различных стадиях воздействия, показатель пространственного спектра ММН p и его ширина, их интенсивность Δn^2 , и т. д. С помощью вариации параметров эмпирической модели удастся получить большинство наблюдаемых особенностей динамики ИРИ, связанной с ММН.

К сожалению, получить простое 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, которая на стадии диагностического зондирования ($t > t_0$) имеет вид:

$$S(t) = S_s \exp\{-(t - t_0)/\tau_s\} \cdot \exp\{-S_D e^{(t-t_0)/\tau_D}\}, \quad S_D = \ln(S_s/S_{st}). \quad (3.31)$$

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, $\tau_s > \tau_D$. На основе экспериментов на стенде «Сура» 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 $z_m(\omega, \kappa)$ можно оценить область высот источника ИРИ и ее протяженность.

Качественное сопоставление спектральных свойств и динамики DM, BC и «новой» компоненты IDM (рис. 3.9) на стадии диагностического зондирования позволило установить, что в генерации IDM задействованы ММН более мелких масштабов

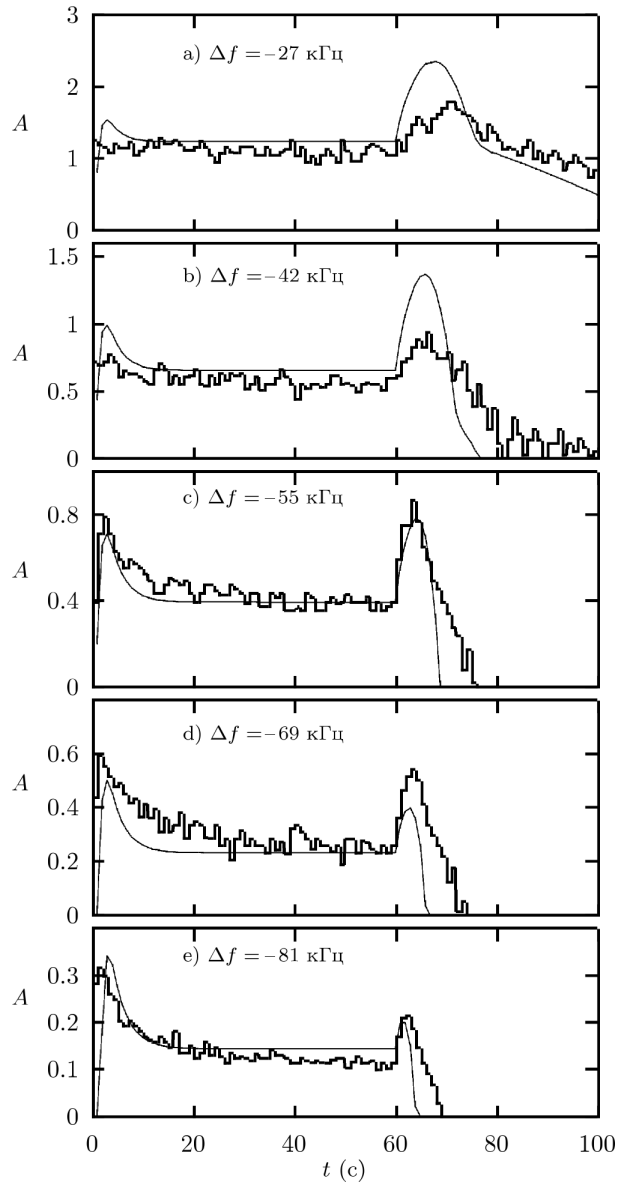


Рис. 3.17. Динамика амплитуды ИРИ для различных отстроек Δf . Жирные линии с шумовой дорожкой — данные результатов измерений на стенде «Сура». ($f_0 = 5828$ кГц). Тонкие гладкие линии — результат численного моделирования. Перевод ВН в импульсный режим ($\tau_p = 20$ мс, $T = 1$ с) осуществлялся при $t_0 = 60$ с

($l_{\perp} < 6$ м) и, следовательно, она происходит ниже, чем генерация ВС и DM. Кроме того, формирование спектра плазменных волн, ответственных за генерацию IDM, должен быть задействован иной механизм, нежели при генерации DM, поскольку $|\Delta f_{IDM}| < f_{НГ} \leq |\Delta f_{IDM}|$, и, в отличие от ВС, IDM представляет собой выделенный узкий пик в спектре. В связи с этим было сделано предположение, что генерация IDM происходит в результате двойной трансформации ВН на ММН. При этом ИРИ возникает при рассеянии верхнегибридных волн UH_{IDM} на мелкомасштабной части спектра ММН вблизи нижней границы существования ИИТ. В свою очередь, волны UH_{IDM} появляются в спектре плазменных волн в результате индуцированного рассеяния верхнегибридных волн на частоте ВН на тепловых ионах, либо при рассеянии на дрейфовых колебаниях стенок мелкомасштабных ММН.

Отметим две особенности динамики спектра BUM «при холодном старте» (рис. 3.18). Во-первых, развитие BUM происходит гораздо медленнее, чем DM и ВС. 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, т.к. эти неоднородности при возбуждении ТПН растут медленнее (см. рис. 2.5), а релаксируют быстрее за счет диффузионного расплывания (см. (2.23)). Во-вторых, позиция пика BUM в спектре ИРИ со временем приближается к ВН (3.18). Такое приближение, так же, как и наличие сдвига частоты пика δf в эмпирической формуле (3.24) можно интерпретировать как увеличение значения кратной электронной 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. Такое смещение для четвёртой и пятой гирогармоник по модели геомагнитного поля IGRF составляет $\Delta h \sim |\delta f \cdot (\partial f_{ce} \partial z)|^{-1} \sim 6 - 7$ км для 4-й и 5-й гармоник. 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. Такое смещение BUM для излучения ВН в магнитный зенит было обнаружено при генерации спускающегося слоя искусственной ионизации в ионосфере на стенде HAARP, см. рис. 3.19. Хорошо видно, что в спектре присутствуют две «подкомпоненты» BUM — стационарная BUM_S с позицией максимума при $\Delta f \sim 65$ кГц, которая наблюдается в спектре после приближения BUM к волне накачки приблизительно на 15 кГц за 15 секунд после её включения, и динамическая BUM_D , которая приближается к волне накачки со скоростью $\sim 1,2$ кГц/с. Первая генерируется, скорее всего, в фоновом слое плазмы, вторая — в перемещающемся вниз (со скоростью ~ 500 м/с) слое искусственной ионизации.

В описанных выше экспериментах на стенде «Сура», результаты которых представлены на рис. 3.14, 3.18, использовались существенно меньшие мощности ВН, чем на стендах EISCAT и HAARP, и ВН излучалась вертикально вверх. При вертикальном падении ВН на ионосферу генерации спускающихся слоев ионизации 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.

После перевода ВН в режим излучения диагностических импульсов, в процессе релаксации ММН, аномального ослабления и верхнегибридных компонент ИРИ в спектре ИРИ, генерируемого диагностическими импульсами, должны восстанавливаться компоненты, связанные с СПН (NC_p и NCM), а также эффекты ССВ и восстановления уровня отражения ВН. Такие эффекты были зарегистрированы в экспериментах

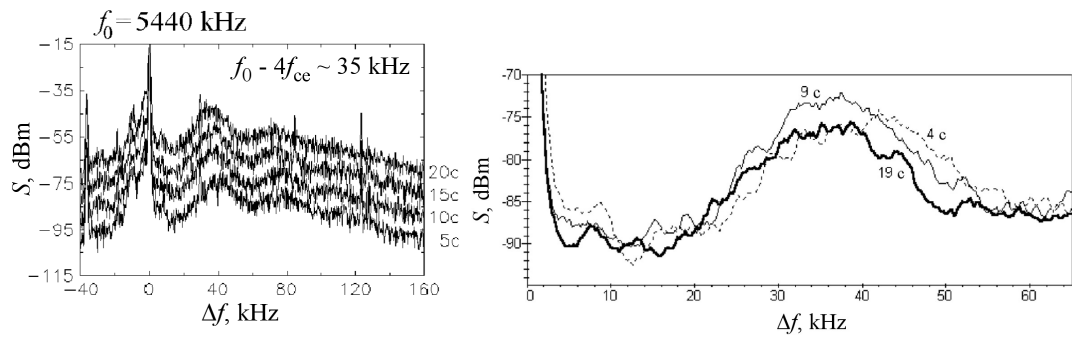


Рис. 3.18. Слева: семейство спектров ИРИ для $f_0 = 5440$ кГц $> 4f_{ce}$, справа на панели указано время регистрации спектра после включения ВВ, длительность регистрации одного спектра — 4 с. Справа: фрагмент того же семейства спектров ИРИ после текущего усреднения по времени, иллюстрирующий развитие BUM во времени. Видно перемещение пика BUM в сторону волны накачки с дальнейшим падением его интенсивности (overshoot)

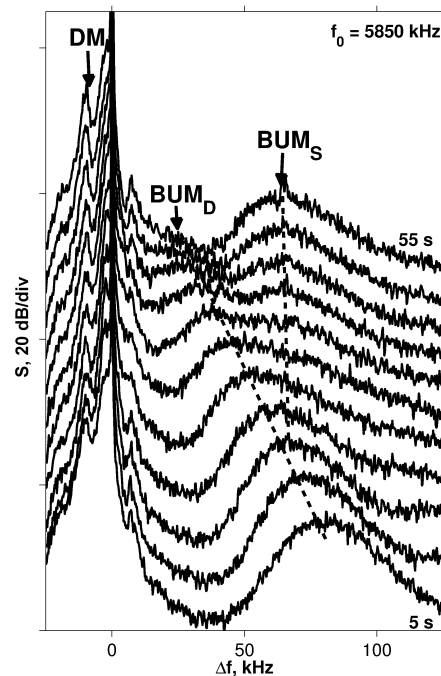


Рис. 3.19. Спектры ИРИ для $f_0 = 5850$ кГц, с интервалом в 5 с начиная с 5-й секунды нагрева. Последовательные спектры сдвинуты по оси ординат на 5 дБ. Штриховыми линиями обозначены позиции пиков компонент BUM_S и BUM_D

и проиллюстрированы на серии рисунков 3.20, 3.21 и 3.22. Хорошо видно, что со временем после перевода ВН в импульсный режим имеет место уменьшение аномального ослабления, интенсивности УМ-компоненты и overshoot ДМ-компоненты (рис. 3.20, 3.21); восстановление эффекта ССВ, более заметное для более поздних импульсов, и пиков (3.22); а также замедление начала генерации ВУМ со временем после перевода (рис. 3.20). Последний эффект (см. рис. 3.23) показывает, что некий «агент», скорее всего «сверхмелкомасштабные неоднородности», включенные в процесс генерации ВУМ-компоненты, после выключения непрерывной накачки релаксируют достаточно быстро (за $t \lesssim 2 - 3$ с) до уровня, при котором ВУМ оказывается ниже уровня шумов. Но под действием импульса ВН после некоторой задержки τ_3 начинает экспоненциально нарастать (за время $\sim 20-30$ мс), причем τ_3 растет со временем после перевода накачки в импульсный режим. Напомним, что при холодном старте и достаточно умеренных мощностях волны накачки ВУМ развивается за несколько десятков секунд (рис. 3.18), т.е. намного медленнее.

3.3.2. 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, такие измерения отражают процессы формирования спектра высокочастотной турбулентности и позволяют измерять на стадиях ее развития и релаксации. Примеры релаксации ИРИ на начальной и промежуточной стадиях развития ИИТ даны в разделе 1.2. на рисунке 1.4. Для исследований быстрой ($t \sim \tau_1 \ll \tau_3$) динамики «верхнегибридной» турбулентности, т.е. при наличии ММН 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 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.

На рис. 3.24 приведен пример динамики ИРИ для отстройки $\Delta f = -12$ кГц от частоты волны накачки $f_0 = 4380$ кГц (черная 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 $f_{дв} = f_0$ показана динамика диагностического ИРИ (серая линия) с временем релаксации τ_d . Пример динамики диагностического ИРИ в импульсе на различных Δf при дополнительном нагреве на частоте $f_{01} = 5650$ кГц, $f_{дв} = 4740$ кГц приведен на рис. 3.25. Характер динамики ИРИ на стадии развития излучения, когда наблюдается расширение спектра в сторону меньших отстроек, близок к показанному на рис. 1.4 на стадии СПН. То же имеет место на стадии ре-

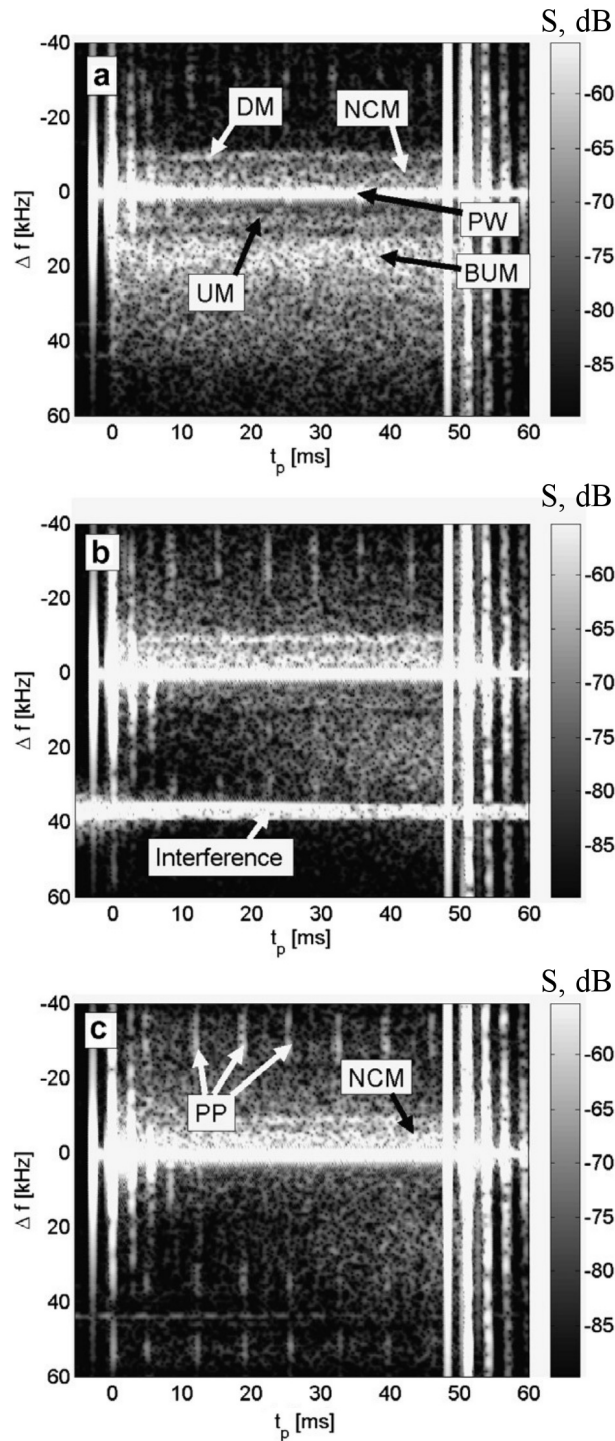


Рис. 3.20. Спектрограммы 1-го (а), 6-го (б) и 10-го (с) диагностических импульсов ВН после окончания квазинепрерывного нагрева (1-й импульс излучался через 120 мс). Период повторения диагностических импульсов — 1 с. На верхней панели показаны спектральные компоненты ИРИ. На нижней панели надпись «PP» относится к отраженным 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 отраженного диагностического импульса. Стенд «Сура», $f_0 > 5f_{ce}$

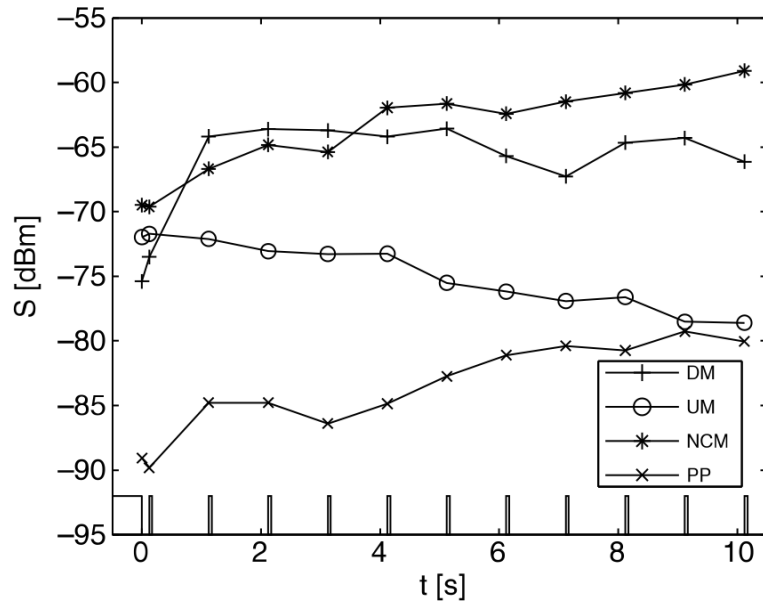


Рис. 3.21. Динамика интенсивности DM, NCM, UM компонент ИРИ и отраженного паразитного сигнала (PP) после перевода ВН в импульсный режим. Непрерывное излучение ВН и диагностические импульсы схематически показаны внизу рисунка, над осью времени

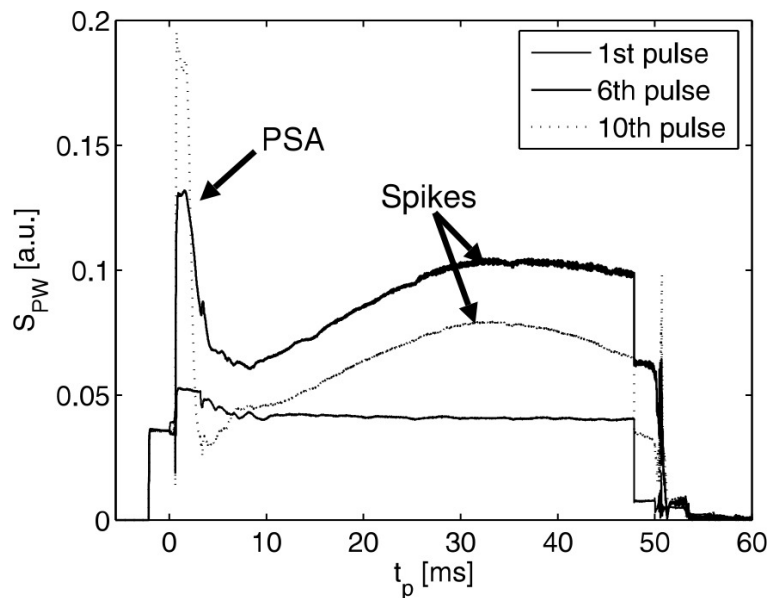


Рис. 3.22. Интенсивность отраженных от ионосферы 1-го (а), 6-го (б) и 10-го диагностических импульсов ВН длительностью 50 мс и периодом повторения 1 с. Эффекты ССВ и квазипериодических осцилляций сигнала («пичок») показаны на рисунке

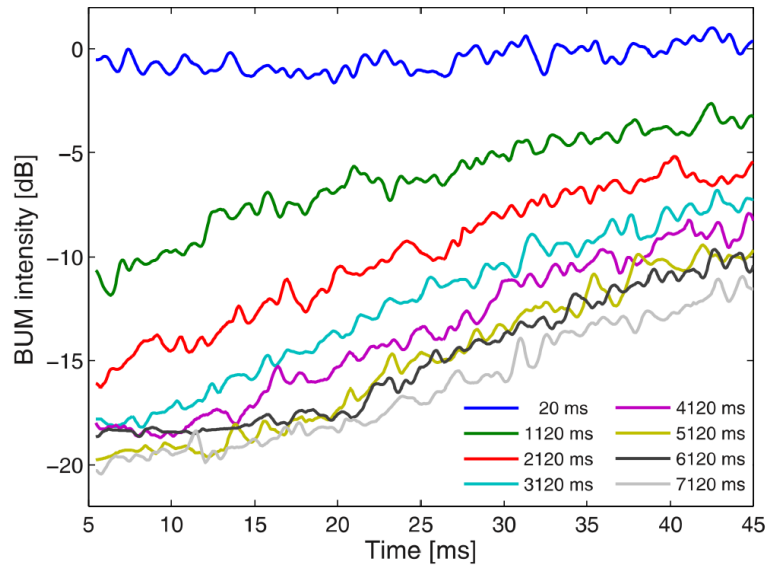


Рис. 3.23. Динамика интегральной нормированной интенсивности BUM в течение диагностических импульсов длительностью 50 мс и периодом повторения 1 с после выключения квазинепрерывной накачки. Время излучения импульсов показано на рисунке. Стенд «Сура», 24 сентября 1998 г. $f_0 > 5f_{ce}$. Данные усреднены по сеансам с различными Δf_{BUM} . Видна задержка τ_3 в генерации BUM, увеличивающаяся с номером импульса. При $\tau_3 > 20$ мс генерация BUM прекращалась

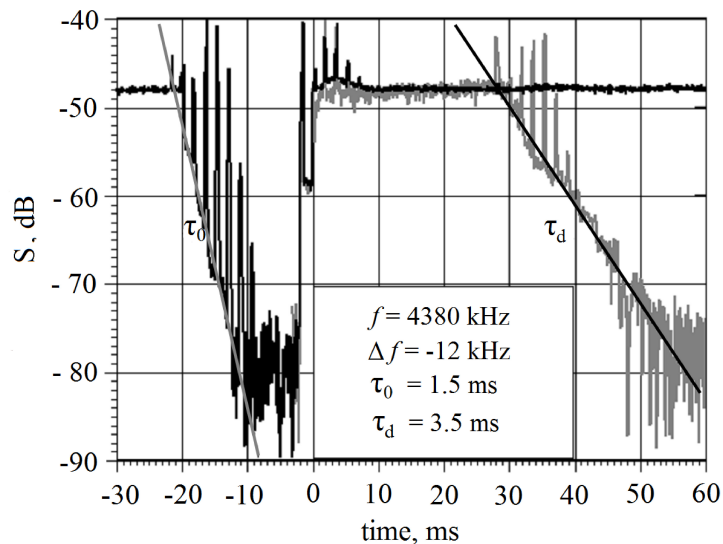


Рис. 3.24. Пример эволюции ИРИ при квазинепрерывном нагреве (черная осциллограмма) и диагностическом импульсном воздействии (серая осциллограмма)

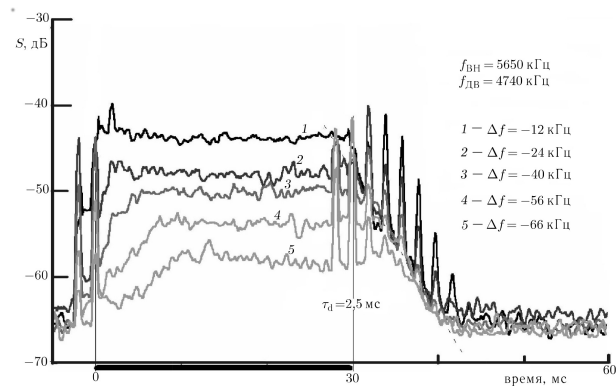


Рис. 3.25. Динамика ИРИ, генерируемого диагностической волной с частотой $f_{\text{ДВ}} = 4740$ кГц, на различных отстройках Δf в случае интенсивных ММН, созданных волной накачки с $f_0 = 5650$ МГц. (Стенд «Сура», 25.09.2003, $P_{\text{ДВ}} = 15$ МВт, усреднено по 30 импульсам). Хорошо видны задержки в развитии и релаксации ИРИ при больших Δf , связанные с перекачкой плазменных волн по спектру

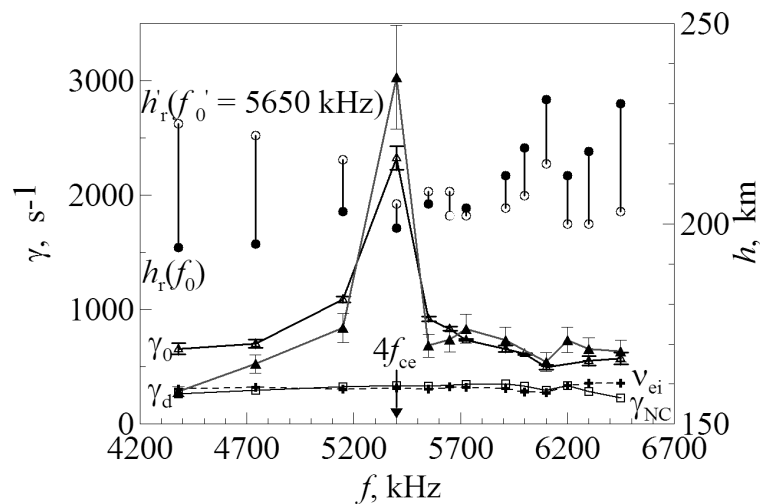


Рис. 3.26. Зависимость декрементов затухания верхнегибридных компонент ИРИ γ_0 (\blacktriangle , N) и диагностического ИРИ γ_d (Δ), «ленгмюровской» компоненты диагностического ИРИ γ_{NC} (\square) от частоты ВЧ и ДВ на различных высотах h возмущенной области. Светлые кружки (\circ соответствуют высотам отражения волны накачки для $f_0 = 5650$ кГц, черные (\bullet) — высотам для остальных частот). Показаны также расчетные значения частоты электронно-ионных столкновений ν_{ei} (+). «Сура»

лаксации, после выключения импульса диагностической волны. Сначала 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.

На рисунке 3.26 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 $f_0 \sim f_{ДВ} \sim 4f_{ce}$ наблюдается максимум декремента релаксации ИРИ. Расчет 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 $\omega > \omega_{ВГР}$, для плазменных волн с $k_{\perp}\rho_e \sim 0,1 - 0,15$ с волновым вектором, направленным под углом $\theta \sim 60 - 70^\circ$ к магнитному полю. Последнее указывает на важную роль «косых» волн в верхнегибридной турбулентности и генерации ИРИ.

Список литературы

- [1] Грач С.М. Взаимодействие мощных радиоволн с ионосферой. Часть 1. Возбуждение плазменной турбулентности в верхней ионосфере. Учебное пособие. Нижегородский университет. Нижний Новгород. 2012. 58 с.
- [2] Грач С. М., Сергеев. Е. Н., Мишин Е. В., Шиндин А. В. Динамические характеристики плазменной турбулентности ионосферы, инициированной воздействием мощного коротковолнового радиоизлучения. //УФН. Т. 186. №11. С. 1189–1228 (2016) DOI: 10.3367/UFN.2016.07.037868
- [3] Грач С. М. Волны в плазме (вводный курс). Учебное пособие. //Н.Новгород: Издательство нижегородского университета. 2009. 113 с.
- [4] Гавриленко В. Г., Яшнов В. А. Распространение электромагнитных волн в неоднородной плазме. //Н.Новгород: Издательство нижегородского университета. 2015. 101 с.
- [5] Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Сильная турбулентность плазменных колебаний. //В кн.: Основы физики плазмы. Т. 2. (М., Энергоатомиздат, 1984). С. 119–173.
- [6] Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Метода теории слабой турбулентности плазмы. //В кн.: Основы физики плазмы. Т. 1. (М., Энергоатомиздат, 1984) с. 590–638.
- [7] Захаров В. Е. Коллапс и самофокусировка ленгмюровских волн // В кн.: Основы физики плазмы. Т. 2. (М., Энергоатомиздат, 1984) с. 79–118.
- [8] Djuth F. T., DuBois D. F. Temporal Development of HF-Excited Langmuir and Ion Turbulence at Arecibo //Earth Moon Planets, 2015, DOI 10.1007/s11038-015-9458-x
- [9] Mishin, E., B. Watkins, N. Lehtinen, B. Eliasson, T. Pedersen, and S. Grach (2016), Artificial ionospheric layers driven by high-frequency radiowaves: An assessment //J. Geophys. Res. Space Physics, 2016, 121, doi:10.1002/2015JA021823 (2016).
- [10] Гуревич А В, Шварцбург А Б, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. (М., Наука, 1973).
- [11] Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. //В кн. Вопросы теории плазмы (Под. ред. М.А. Леонтовича). Вып. 1. М., Госатомиздат, 1963. с. 183-272.
- [12] Рожанский В. А., Цендин Л. Д. Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 382.
- [13] Васьков В. В. В кн. «Взаимодействие радиоволн КВ- и УКВ диапазонов с ионосферной плазмой», М., ИЗМИРАН, 1980, С. 4.
- [14] Васьков В. В., Гуревич А. В. Самофокусировочная и резонансная неустойчивость в F -области ионосферы. В сб. «Тепловые нелинейные явления в плазме» под. ред. В.Ю. Трахтенгерца. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 81–138.
- [15] Грач С. М., Н.А. Митяков, В.О. Рапопорт, В.Ю. Трахтенгерц. Тепловая параметрическая неустойчивость в ионосферной плазме. В сб. «Тепловые нелинейные явления в плазме» под. ред. В.Ю. Трахтенгерца. Горький: ИПФ АН СССР, 1979 с. 46–80.

- [16] Ерухимов Л. М., Метелёв С.А., Мясников Е.Н., Митяков Н.А., Фролов В.Л. Искусственная ионосферная турбулентность (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т.30. № 2. С. 208-225.
- [17] Frolov V. L., L. M. Erukhimov, S. A. Metelev, E. N. Sergeev, Temporal behaviour of artificial small-scale ionospheric irregularities: Review of experimental results, *J. Atm. Sol.-Terr. Phys* **59**, no. 18, 2317-2333, (1997).
- [18] Franz T. L., M. C. Kelley, Gurevich A. V. Radar backscattering from artificial field-aligned irregularities //Radio Science, 1999, 34, 465–475.
- [19] Thidé, B., Kopka, H., and Stubbe, P., Observations of Stimulated Scattering of a Strong High Frequency Radio Wave in the Ionosphere //Phys. Rev. Lett. 1982, 49, 1561–1564.
- [20] Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Грач С. М., Терина Г. И. Двойная трансформация волн при рассеянии на искусственных ионосферных неоднородностях. //Тезисы докладов на XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Горький. Ч. I. М.: Наука, 1981, С. 107–109.
- [21] Leyser T. B. Stimulated electromagnetic emissions by high-frequency electromagnetic pumping of the ionospheric plasma //Space Sci. Rev. 2001, 98, 223–328.

Савелий Максимович Грач
Евгений Николаевич Сергеев
Алексей Владимирович Шиндин

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ РАДИОВОЛН С ИОНОСФЕРОЙ.
Часть 2. Плазменная турбулентность и искусственное радиоизлучение
ионосферы**

Учебное пособие

Компьютерная верстка — С.М. Грач, А.В. Шиндин

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского».
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.

Отпечатано в типографии Нижегородского университета
им. Н.И. Лобачевского.
603600, г. Нижний Новгород, ул. Большая Покровская, 37.