

УДК 551.510 535

ИСКУССТВЕННАЯ ИОНОСФЕРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

(Обзор)

*Л. М. Ерухимов, С. А. Метелев, Е. Н. Мясников, Н. А. Митяков,
В. Л. Фролов*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Физические основы искусственной ионосферной турбулентности
2. Методы диагностики
3. Экспериментальные результаты
 - 3.1. Динамика развития МИИТ
 - 3.2. Релаксация МИИТ
4. Искусственное радиоизлучение ионосферы
 - 4.1. Динамика и спектр ИРИ вблизи первой гармоники частоты ВН
 - 4.2. Излучение ионосферной плазмы вблизи второй гармоники частоты ВН
5. Характеристики крупномасштабной ИИТ
6. Спектр искусственной ионосферной турбулентности
7. Заключение

Давняя проблема нелинейных эффектов, возникающих при распространении радиоволн в ионосфере [1, 2], в последние 10—15 лет заиграла новыми красками. Введение в строй мощных исследовательских станций для высокочастотного нагрева ионосферы [3–11], развитие теоретических представлений о взаимодействии радиоволн с плазмой [12–18], обнаружение ряда новых явлений при воздействии на ионосферу радиоизлучением [3, 5–7, 19–25, 86–90] привели к существенному расширению исследований и поиску путей использования нелинейных эффектов в ионосфере.

Настоящая статья посвящена исследованию искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), возникающей вблизи уровня отражения мощной волны с обыкновенной поляризацией. Под ИИТ понимается неоднородная структура ионосферы с масштабами от сантиметров до десятков километров и характерными частотами от долей герца (апериодические неоднородности) до нескольких мегагерц (плазменные волны). Ниже речь пойдет в основном о мелкомасштабной искусственной ионосферной турбулентности (МИИТ), т.е. о неоднородностях, сильно вытянутых вдоль геомагнитного поля, поперечный масштаб которых меньше длины возмущающей волны в вакууме — волны накачки (ВН).

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В основе возбуждения МИИТ лежит трансформация электромагнитной волны обыкновенной поляризации в плазменную [26–39] или необыкновенную волну (z -моду) [1]. Такая трансформация возможна в области частот, где дисперсионные кривые $n(\omega)$ неоднозначны (n — показатель преломления, ω — частота волны). Если частота волны накачки ω_i превышает гирочастоту электронов ω_H (в ионосфере $\omega_H/2\pi \leq 1,4$ МГц), то при нормальном падении ВН (волновой вектор

ВН k_i параллелен ∇N и направлен вдоль оси z) область трансформации находится между точкой отражения, где частота ВН совпадает с плазменной частотой электронов $\omega_i = \omega_{0e}$, и точкой верхнего гибридного резонанса (ВГР), в которой выполняется условие $\omega_i^2 = \omega_{0e}^2 + \omega_H^2$ (рис. 1). Для линейного слоя плазмы $\omega_{0e}^2/\omega^2 = z/L$ размер области трансформации $\Delta z = L(\omega_H^2/\omega^2)$ в условиях F -области ионосферы ($L \approx 100$ км) составляет 1—10 км в диапазоне частот 2,5—6 МГц. В полярных и средних широтах, где угол α между геомагнитным полем H_0 и вертикалью z достаточно мал, в значительной части области взаимодействия для ВН выполняется условие квазипродольного приближения [1]

$$\frac{u \sin^4 \alpha}{4 \cos^2 \alpha} \ll 1 - v, \quad u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2}, \quad v = \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2}$$

и показатель преломления ВН равен

$$n_i = 1 - \frac{v}{1 - \sqrt{u} \cos \alpha}, \quad (1)$$

а волновое число $k_i = k_0 n_i$, $k_0 = \omega_i/c$. Дисперсионное соотношение для плазменных волн $k_i(\omega)$ имеет вид [1]

$$3uv k_i^4 \rho_e^2 - (1 - u - v + uv \cos^2 \theta) k_i^2 + [2(1 - v)^2 + uv \cos^2 \theta - u(2 - v)] k_0^2 = 0, \quad (2)$$

где θ — угол между k_i и H_0 , $\rho_e = v_{Te}/\omega_H$ — гирорадиус электрона. Квазистационарные неоднородности в ионосфере должны быть сильно вытянуты вдоль геомагнитного поля вследствие резкого подавления диффузии в ортогональном к H_0 направлении (длина свободного пробега электрона l_e на высотах ~ 250 км составляет $l_e = v_{Te}/v_e \approx 10^5 - 10^6$ см, а гирорадиус $\rho_e \approx 1$ см). Поэтому низкочастотную плазменную турбулентность можно характеризовать волновым вектором $\kappa \perp H_0$ и частотой $\Omega \ll \omega_H$.* Поскольку для плазменных волн $k_i > k_0$, то эффективная трансформация ВН в плазменные волны путем рассеяния на квазистационарных неоднородностях возможна, когда размер неоднородностей плазмы меньше длины ВН в вакууме ($l_{\perp} = 2\pi/\kappa_{\perp} < \lambda_0$). При этом должны выполняться условия синхронизма для трехволнового взаимодействия

$$\omega_i = \omega_t \pm \Omega, \quad k_i = k_t \pm \kappa. \quad (3)$$

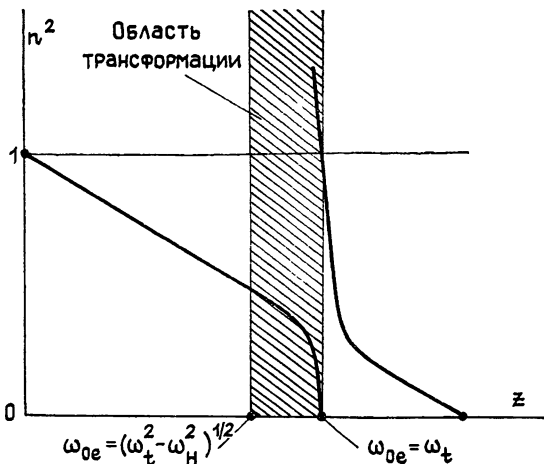


Рис. 1.

* В условиях ионосферы величина Ω определяется сносом неоднородностей $\Omega = \kappa v$ и не превышает нескольких герц.

Вблизи ВГР $k_i \gg k_t$ и, следовательно, волновой вектор \mathbf{k}_i рассеянной волны направлен поперек H_0 , а трансформация эффективна для мелкомасштабных неоднородностей $\kappa \gg k_0$. Важно, что электрические поля обеих волн E_i и E_l также перпендикулярны геомагнитному полю, поэтому поляризационный фактор $(\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_l)$ близок к единице ($\mathbf{a}_i, \mathbf{a}_l$ — единичные векторы поляризации). При этом суммарное поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_l$ способно эффективно нагревать плазму в пучностях поля за счет того, что второй момент поля $\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*$ имеет квазистационарную составляющую $2 \mathbf{E}_i \cdot \mathbf{E}_l^*$ и образует источник нагрева $\mathbf{E}_i \cdot \hat{\sigma} \cdot \mathbf{E}_l$ ($\hat{\sigma}$ — тензор проводимости плазмы) на частоте Ω и с волновым числом κ . За время $\tau_T = 1/\delta \nu_e$ (ν_e — эффективное число соударений электронов с тяжелыми частицами, δ — доля энергии, передаваемая электроном тяжелой частице за одно соударение) создается температурная решетка T_κ , которая в результате термодиффузии плазмы образует решетку электронной концентрации N_κ . Если поле волны накачки превышает пороговое значение, то возбуждается тепловая параметрическая неустойчивость (ТПН) [34, 35]. Пороговое значение поля ВН определяется выражением

$$\omega_T = \frac{E_p^2 (\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_l)^2}{8\pi N T_e} = \frac{4}{3} \frac{\nu_e}{\omega} (\delta + \delta_1), \quad (4)$$

где N, T_e — концентрация и температура электронов, $\delta_1 = \kappa^2 \rho_e^2$ характеризует поперечную теплопроводность плазмы. Вблизи порога инкремент неустойчивости имеет вид

$$p = \frac{4}{9} \left(1 + \frac{\delta}{3\delta_1} \right)^{-1} \omega (\omega - \omega_T). \quad (5)$$

В неоднородной среде существенное значение имеет то, что размер источника тепла l вдоль магнитного поля существенно меньше длины затухания плазменных волн $l_i = v_{гп}/\nu_e$ и характерного масштаба теплопроводности плазмы $L_T = l_e / (\delta + \delta_1)^{-1/2}$. Расчеты показывают [34, 35], что порог ТПН увеличивается в этом случае в $\frac{L_T l_e}{l^2} = \frac{l_e \omega}{2L(\delta + \delta_1)^{1/2} \nu_e}$ раз.

Тем не менее, пороги ТПН в F -области численно не превосходят порогов стрикционной параметрической неустойчивости (СПН), которая развивается за времена $\tau_c \sim \nu_e^{-1}$ (в отличие от времен ТПН $\tau_T \sim (\delta \nu_e)^{-1} \gg \tau_c$) и имеет порог для волны накачки [13, 28]

$$\omega_c = \frac{\nu_e}{\omega_i}. \quad (6)$$

Существенно, что СПН развивается в первые моменты после включения передатчика ($\tau_c \sim \nu_e^{-1} \sim 10^{-3}$ с) вблизи уровня отражения ВН ($\omega_i = \omega_{0e}$) за счет индуцированного рассеяния ВН в плазменные волны на ионах. При этом частота плазменных волн оказывается ниже частоты ВН на величину $\omega_t - \omega_l = k_l v_s$, где $v_s \approx v_{Ti}$ — скорость ионного звука. На развитой стадии СПН плотность энергии первого сателлита плазменных волн со сдвигом частоты $k_l v_s$ может существенно превышать порог СПН и начинается каскадная трансформация плазменных волн во встречные сателлиты со сдвигом частоты $2k_l v_s$ в каждом шаге перекачки, пока плотность энергии последнего сателлита не окажется ниже порогового значения. Спектр плазменных волн оказывается сдвинутым в красную сторону и имеет ширину $\Delta\omega \approx (\omega/\omega_c) k_l v_s$. В условиях ионосферы величина $\Delta\omega$ составляет десятки килогерц. Высокий уровень плазменных волн позволяет наблюдать искусственное излучение ионосферы на первой [44–46], второй [46, 53] гармониках плазменных волн. Это излучение является результатом обратной конверсии

плазменных волн в электромагнитные на искусственной низкочастотной плазменной турбулентности (первая гармоника) или взаимодействия двух плазменных волн (вторая гармоника). В первом случае спектр вторичных поперечных волн в сильной степени повторяет спектр высокочастотной плазменной турбулентности [54, 55]. Таким образом, в отличие от ТПН явление СПН возникает уже в первые моменты времени на уровнях $\omega = \omega_{0e}$ (т. е. на 1—10 км выше уровня ВГР, где эффективно возбуждается ТПН) и имеет широкий спектр плазменных волн. Тем не менее, на развитой стадии ТПН плотность энергии плазменных волн превышает порог СПН и вблизи уровня ВГР наблюдается каскадный процесс трансформации плазменных волн на ионном звуке с образованием плазменной турбулентности, спектр которой подобен спектру СПН на уровне $\omega = \omega_{0e}$. Процесс такой нелинейной конверсии идет, однако, уже с тепловыми временами $\tau_T = (\delta v_e)^{-1}$, когда генерируется плазменная волна на частоте волны накачки (точнее, на частоте $\omega_l = \omega_i \pm \Omega$). Более того, в результате эффективной трансформации ВН в плазменные волны вблизи уровня ВГР поле ВН испытывает сильное аномальное ослабление и на развитой стадии ТПН поле ВН вблизи уровня ее отражения становится меньше порога СПН. За время $\tau_T \sim (\delta v_e)^{-1}$ непосредственное возбуждение СПН волной накачки прекращается. Эффект экранировки СПН по мере развития ТПН наблюдался экспериментально [58].

Полная физическая картина развития и конкуренции ТПН и СПН еще далека от завершения. Ясно, однако, что СПН существенно влияет на формирование спектра квазистационарной ионосферной турбулентности, а ТПН — на высокочастотную плазменную турбулентность. До сих пор не выяснена роль волн нижнего гибридного резонанса на формирование плазменной турбулентности. Количественная теория ТПН и СПН создана только в рамках слабой турбулентности, когда в дисперсионных уравнениях учитывается только мнимая часть нелинейных поправок. Критерий слабой турбулентности имеет вид $3k_l^2 \rho^2 \gg \gg u^{-1} (\delta N^2)^{1/2}$, где $\delta N^2 = (\Delta N/N)^2$ — дисперсия электронной концентрации. На масштабах $k_l^2 \rho^2 \sim 0,1$ (где сосредоточена основная доля энергии плазменных волн) условие слабой турбулентности нарушается при $\delta N^2 > 10^{-4}$, что практически вполне достижимо. В длинноволновой области сильная турбулентность еще более существенна (рождение солитонов, коллапс плазменных волн и т. д.). Количественная теория сильной турбулентности в приложении к ионосфере еще не создана. В самом начале находятся исследования роли в процессе формирования ИИТ крупномасштабных ионосферных неоднородностей ($l_{\perp} \gg \lambda_0$) как естественного, так и искусственного происхождения. Вследствие фокусировки (или самофокусировки) волны накачки на крупномасштабных неоднородностях падающий на ионосферу «гладкий» пучок радиоволн (образованный диаграммой направленности передающей антенны) разбивается на узкие пучки с характерным масштабом ~ 1 км, причем плотность энергии ВН в максимумах может на порядок превышать невозмущенное значение. Картина возникающей МИИТ становится пятнистой, размываются пороги СПН и ТПН, которые экспериментально определяются по эффективной мощности передатчика, т. е. по невозмущенному полю ВН. Кроме того, крупномасштабные неоднородности приводят к рефракции и рассеянию волны накачки, что существенно изменяет условия трансформации в плазменные волны. Возможен, например, захват ВН в плазменный волновод, вытянутый вдоль геомагнитного поля так, что угол α между k_l и H_0 может быть близок к нулю, а локальный масштаб линейного слоя L существенно уменьшен. При этом возможна прямая конверсия ВН в плазменные волны, определяемая параметром $\exp\{-(\pi^2 L/\lambda_0) u^{3/4} \alpha^2\}$. Учет всех указанных факторов — дело будущего. К настоящему времени накоплен достаточно большой экспериментальный материал по явлению генерации ИИТ, который в первом приближении соответствует изло-

женной выше физической картине, хотя в ряде случаев результаты эксперимента пока еще достаточно загадочны.

2. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Используемые методы диагностики ИИТ и плазменных волн основаны на перечисленных выше эффектах. Наблюдаемое на эксперименте уменьшение интенсивности отраженного от ионосферы сигнала мощного радиоизлучения обыкновенной поляризации (ВН) несет информацию о процессах трансформации электромагнитной волны в плазменные волны в результате развития стрикционной и тепловой параметрических неустойчивостей. Изменение амплитуды и фазы маломощных сигналов (пробных волн — ПВ), зондирующих в широком диапазоне частот возмущенную область ионосферы (ВО), может быть обусловлено как эффектами их трансформации, так и рассеянием падающего радиоизлучения на искусственных ионосферных неоднородностях различных масштабов. Эти измерения дают возможность судить о характеристиках как мелких ($l_{\perp} < \lambda_0$), так и более крупных неоднородностей вплоть до изменений профиля концентрации ионосферной плазмы внутри ВО. Использование метода ракурсного рассеяния сигналов КВ и УКВ диапазонов позволяет проводить детальные исследования мелкомасштабной части спектра ИИТ, причем масштаб рассеивающих неоднородностей в данном случае может быть довольно точно определен исходя из условия Брегга — Вульфа: $l_{\perp} = \lambda/2 \sin(\theta_s/2)$, где λ — длина волны зондирующего сигнала, а θ_s — угол рассеяния. Просвечивание ВО сигналами ИСЗ дает сведения о спектре неоднородности с $l_{\perp} \geq 100$ м.

Более подробно перечисленные выше методы применительно к задачам исследования ИИТ рассмотрены в [9].

Наиболее адекватным способом диагностики плазменных волн и ионозвуковой турбулентности является метод некогерентного рассеяния. Однако в последнее время широкое развитие получило исследование плазменной турбулентности с помощью искусственного радиоизлучения ВО ионосферы (ИРИ) на частотах вблизи f_t и $2f_t$ [^{44–46}, 53] ($f_t = \omega_t/2\pi$). При исследовании ИРИ удается также сделать ряд выводов о динамике искусственных неоднородностей ионосферной плазмы.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Динамика развития МИИТ. Диаграммы на рис. 2 иллюстрируют последовательность этапов развития ИИТ в F-слое ионосферы с помощью различных методов ее диагностики: (а) волна накачки; б) пробная волна; в) динамика МИИТ; г) динамика ИРИ). Поскольку свойства возбуждаемой турбулентности, как это теперь стало ясно, зависят от частоты ВН, то на рис. 2 приведены результаты измерений для наиболее исследованного нами диапазона частот $f_t = 5 - 6$ МГц.

При значении напряженности электрического поля ВН $E_t > E_{tп}$ — порогового поля стрикционной параметрической неустойчивости (СПН) — амплитуда отраженного от ионосферы сигнала мощной волны через 1 — 5 мс после начала воздействия уменьшается из-за оттока ее энергии в плазменные волны с $k_{\parallel} \parallel H_0$ (эффект стрикционного самовоздействия, рис. 2а) [⁵⁶]. Значительное усиление плазменных колебаний обнаруживается на отраженном сигнале станций некогерентного рассеяния [^{54, 55}], а также по искусственному излучению ВО ионосферы вблизи удвоенной частоты ВН [⁵³]. Так как порог СПН $E_{tп}^2 \propto \alpha N T_e (v_e/f_t)$, где $f_t \approx f_{0e} \propto N^{1/2}$ и $v_e \approx v_{ei} \propto \alpha N T_e^{-3/2}$ при отражении ВН на высотах $h \geq 200$ км (v_e — полная частота соударений электронов, v_{ei} — частота их соударений с ионами), то $E_{tп} \propto f_t^{1/2}$, $E_{tп} \approx 360$ мВ/м для $f_t \approx 6$ МГц. Эта зависимость была подтверждена экспериментально на нагревном стенде «Гиссар» (г. Душанбе) [⁵¹]. Имеет место также хорошее соответствие характерных времен развития, порогового зна-

чения поля и доли потерь энергии ВН при ее стрикционном самовоздействии с расчетами, выполненными на основе теории стрикционной параметрической неустойчивости [28, 56]. Поскольку на стадии СПН не наблюдается уменьшения амплитуды сигналов ПВ, частота которых отстроена более чем на несколько килогерц от номинала f_t , то это свидетельствует об узкой области высот, в которой развивается стрикционная параметрическая неустойчивость. Последнее подтверждается прямыми измерениями методом некогерентного рассеяния [57].

Времена $\Delta t \approx 0,05 - 1$ с после начала воздействия отвечают развитию второго этапа взаимодействия мощного радиоизлучения с плазмой F-слоя ионосферы, который характеризуется появлением быстрых ($T \approx 0,1 - 0,3$ с при $\tilde{P}_a \approx 10$ МВт*) с нарастающим периодом затухающих осцилляций («пичков») как на отраженном сигнале ВН (рис. 2а), так и на пробных волнах, частоты которых могут отличаться от f_t на несколько десятков килогерц (рис. 2б). Согласно проведенным исследованиям [58, 59], появление «пичков» не является результатом интерференции нескольких волн, они формируются в локальных областях ВО и имеют порог по мощности ВН в несколько раз меньший, чем для СПН, который по своему значению близок к пороговой мощности расслоения плазмы вблизи верхнегибридного резонанса в результате развития тепловой параметрической неустойчивости.

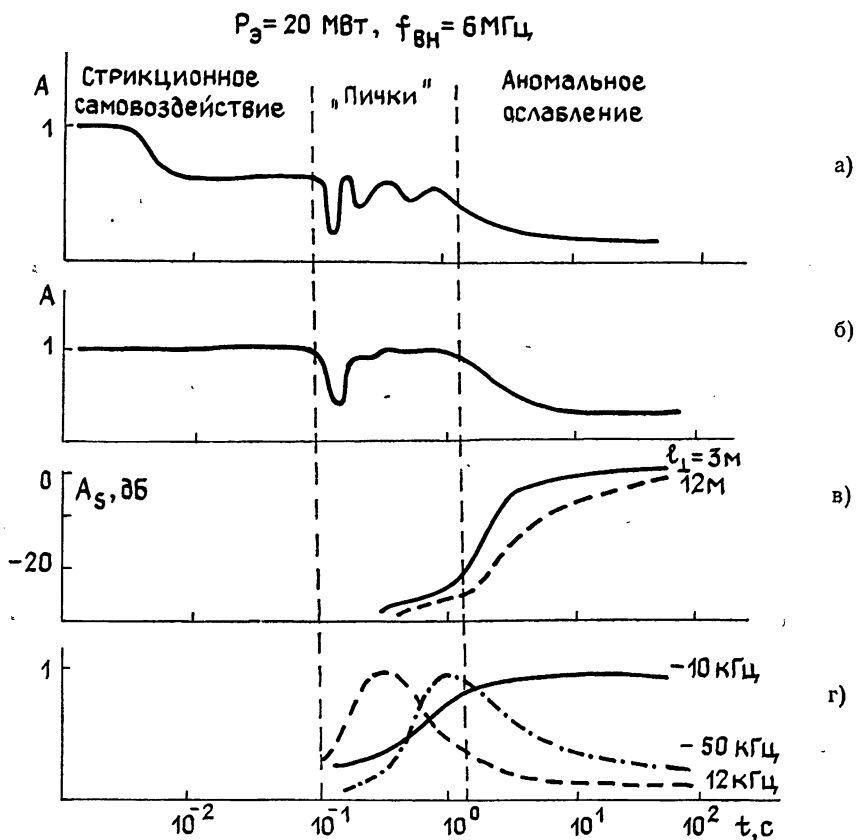


Рис. 2.

Удовлетворительная теоретическая интерпретация появления быстрых осцилляций («пичков») на сигналах ВН и ПВ в настоящее время отсутствует.

* $\tilde{P}_a = P_0 G \gamma$, где P_0 — мощность передатчика, G — коэффициент усиления антенны, γ — коэффициент, учитывающий линейное поглощение радиоволн в нижней ионосфере.

Далее мы переходим к описанию третьего этапа взаимодействия мощного радиоизлучения O -поляризации с плазмой F -слоя ионосферы, которое характеризуется генерацией искусственных сильно вытянутых вдоль H_0 неоднородностей в широком диапазоне масштабов l_{\perp} от долей метра до десятков метров. Генерация этих мелкомасштабных неоднородностей происходит в результате развития тепловой параметрической неустойчивости плазмы (ТПН) вблизи уровня верхнегибридного резонанса, который для обычных ионосферных условий находится на несколько километров ниже высоты отражения ВН. Развитие этой мелкомасштабной искусственной ионосферной турбулентности (МИИТ) обуславливает трансформацию энергии радиоволн O -поляризации (для ПВ $f_{\text{ПВ}} \approx f_t$) в плазменные волны с $k_{\perp} H_0$, вызывающую эффект аномального ослабления (АО) радиоволн (рис. 2а, б), и ракурсное рассеяние радиоволн КВ и УКВ диапазонов (рис. 2в). Важно, что развитие МИИТ приводит к подавлению эффектов стрикционного самовоздействия ВН и генерации «пичков» [58].

Как показали измерения, генерация искусственных мелкомасштабных неоднородностей является пороговым эффектом с $\tilde{P}_{\text{эп}} \approx 0,3 - 1$ МВт в зависимости от ионосферных условий. При этом порог срыва генерации МИИТ оказывается в несколько раз меньше порога их возбуждения, что приводит к появлению эффекта гистерезиса, например, в зависимости сечения рассеяния возмущенной области, ее размеров, а также величины АО от мощности ВН. Согласно проведенным исследованиям, зависимость спектральной интенсивности плотности флуктуаций плазмы от мощности нагрева может быть определена как $\Phi_N(\chi_{\perp} = 2\pi/l_{\perp}) \propto P_{\text{эп}}^{\gamma}$, где $\gamma \approx 0,5$ для $l_{\perp} \approx 3$ м и $\gamma \approx 0,7$ для $l_{\perp} \approx 7$ м. Последнее указывает на более сильную зависимость от мощности ВН интенсивности неоднородностей более крупных масштабов [9, 11, 51, 63, 70].

При эффективной мощности излучения ВН $\tilde{P}_{\text{эп}} \approx 10$ МВт характерное время развития мелкомасштабных неоднородностей τ_T порядка нескольких секунд и зависит от состояния ионосферы, а также ряда параметров ВН. Величина τ_T при $\tilde{P}_{\text{эп}} > \tilde{P}_{\text{эп}}$ ($\tilde{P}_{\text{эп}} \approx 0,3 - 1$ МВт) уменьшается с увеличением мощности ВН как $\tau_T \propto P_{\text{эп}}^{-1}$ [9, 61] и зависит от масштаба неоднородностей l_{\perp} : $\tau_T \propto l_{\perp}^{\beta}$, где $\beta \approx 0 \div 1$, $\langle \beta \rangle \approx 0,4$ [60].

Время τ_T отвечает развитию МИИТ до своего стационарного состояния. Однако можно выделить, по крайней мере, еще несколько времен, характеризующих развитие неоднородностей. Это время «ожидания» — $\tau_T' \approx 0,3 - 0,5$ с, когда искусственные неоднородности практически не обнаруживаются используемыми методами их диагностики, следующее за ним довольно медленное за $\tau_T'' \approx 1 - 7$ с (в зависимости от l_{\perp}) нарастание уровня неоднородностей до своего квазистационарного состояния, сменяющееся значительно более быстрым ростом интенсивности неоднородностей с характерным временем $\tau_T''' \leq 1$ с (взрывная фаза развития МИИТ) с последующим их насыщением [9]. Отметим, что приведенные значения характерных времен развития

МИИТ даны для центральной части ВО при $\tilde{P}_{\text{эп}} \approx 15 - 20$ МВт. Они уменьшаются, как и τ_T , с ростом мощности ВН и увеличиваются при смещении лоцируемой области к периферии ВО [62, 63].

Особенности начального этапа развития МИИТ хорошо проявляются в экспериментах по нагреву ионосферы короткими ($\tau_{\text{и}} < 1$ с) импульсами излучения ВН [9, 64]. В таком режиме воздействия появление заметной турбулентности в области масштабов $l_{\perp} \approx 2,5 - 7$ м (на уровне ≈ -30 дБ от ее стационарной интенсивности) начинает регистрироваться только спустя $0,3 - 0,5$ с после включения ВН, даже если $\tau_{\text{и}} = 50 - 100$ мс. Поэтому максимум рассеянного сигнала здесь, как правило, достигается уже после окончания воздействия, что указывает на продолжение роста интенсивности искусственных неоднородностей

на начальном этапе их развития и некоторое время после выключения ВН. С временем τ_T' начала взрывной фазы развития МИИТ, по-видимому, связано несколько эффектов, наблюдаемых при исследовании воздействия мощным радиоизлучением на ионосферную плазму. Прежде всего, при амплитудной модуляции ВН типа «Меандр» для $F_m^* \approx \approx 0,1 - 0,3$ Гц ($F_m^* \approx (\tau_T')^{-1}$) наблюдается уменьшение в три-четыре раза эффективности генерации мелкомасштабных неоднородностей, проявляющееся в подавлении эффекта АО и, соответственно, в уменьшении сечения рассеяния ВО [9, 65]. На этих же частотах F_m^* имеет место усиление эффекта переноса модуляции ВН на пробные волны, зондирующие ВО ионосферы [9, 66].

Как уже указывалось выше, характерные времена развития неоднородностей τ_T и τ_T' возрастают с ростом их масштаба l_{\perp} . Эксперименты показывают, что, хотя в стационарном состоянии спектральная интенсивность плотности флуктуаций плазмы $\Phi_N(\kappa_{\perp})$ для $l_{\perp} \leq \leq 50$ м падает с уменьшением масштаба l_{\perp} , в начальный момент времени после включения ВН может наблюдаться инверсия спектра с появлением максимума $\Phi_N(\kappa_{\perp})$ в области $l_{\perp} \approx 3 - 5$ м [60]. Такая динамика спектра МИИТ может объяснить наблюдающееся увеличение времени релаксации эффекта АО при увеличении длительности воздействия, а также для достаточно короткого импульса излучения ВН — при увеличении мощности нагрева. Этим же, по-видимому, объясняется тот факт, что время развития АО при $P_0 \gtrsim 10$ МВт соответствует времени развития неоднородностей с $l_{\perp} \approx 3$ м, а время его релаксации — времени релаксации неоднородностей с $l_{\perp} \approx 30$ м [60].

Заканчивая рассмотрение экспериментальных результатов, относящихся к развитию МИИТ, отметим данные по воздействию на плазму мощным радиоизлучением со случайной модуляцией несущей частоты. В этих измерениях было установлено, что наименьшей полосой по спектру излучения ВН ($\Delta f \approx 5$ кГц), при которой еще не наблюдается существенных отличий по сравнению со случаем монохроматического излучения, обладает эффект стрикционного самовоздействия ВН. Заметно более широкой полосой (до 30—40 кГц) обладает эффект появления «пичков» и самой широкой полосой (до 200 кГц) — эффект аномального ослабления радиоизлучения в ВО ионосферы [67–69].

3.2. Релаксация МИИТ. На рис. 3 (кривая 1) приведены результаты одновременных измерений для $l_{\perp} \approx 1,6 - 100$ м ($f_t = 4,785$ МГц) времени релаксации τ_p сигналов ракурсного рассеяния, определяемого по уменьшению их амплитуды в e раз [60]. Зависимость $\tau_p(l_t)$ может быть представлена в виде

$$\tau_p \propto l_{\perp}^{\alpha}, \quad \alpha = \begin{cases} 2, & l_{\perp} < l_{\perp}^* \\ 0,5 & l_{\perp} \gtrsim l_{\perp}^* \end{cases}, \quad l_{\perp}^* \approx 7 \text{ м}.$$

Ранее в [9, 72] аналогичная зависимость $\tau_p(l_{\perp})$ была получена путем сопоставления данных измерения характеристик МИИТ методом ракурсного рассеяния и измерений мерцаний сигнала геостационарного ИСЗ на неоднородностях ВО. В этих измерениях было также показано, что значение масштаба l_{\perp}^* зависит от времени суток, составляя 6—10 м в дневные и вечерние часы и $l_{\perp}^* \approx 3$ м в ночные часы. При переходе к вечерним условиям средние времена релаксации неоднородностей увеличиваются приблизительно в два раза по сравнению с их дневными значениями [9, 74].

Согласно [62] времена τ_p зависят от местоположения рассеивающих неоднородностей внутри ВО, имея минимальные значения в ее центральной части (при выполнении оптимальных условий ракурсного рассеяния) и увеличиваясь в два-три раза на периферии рассеивающего объема.

Сопоставление результатов измерений τ_p на различных частотах нагрева (см. рис. 3) показывает, что характер релаксации МИИТ может изменяться с изменением f_t . В частности, как видно из приведенных результатов для $f_t = 2,95$ МГц $\tau_p \propto l_{\perp}^2$ при $l_{\perp} \geq 7$ м, а при $l_{\perp} \leq 7$ м наблюдается уменьшение показателя степени α до 0,4 [60].

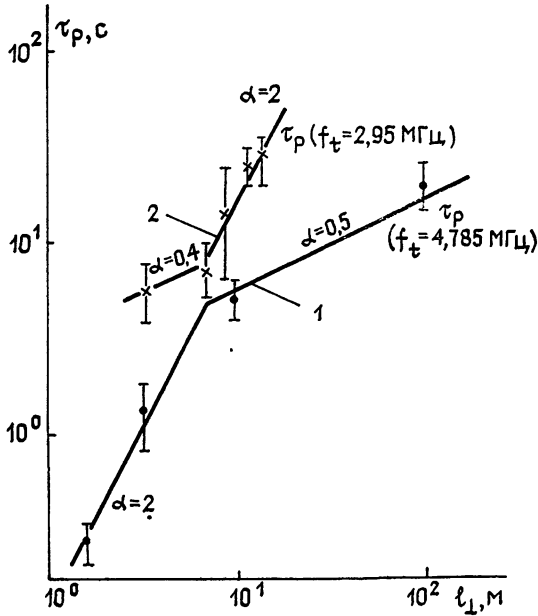


Рис. 3.

Если в области квадратичной зависимости $\tau_p(l_{\perp})$ определить коэффициент диффузии $D = l_{\perp}^2 / ((2\pi)^2 \tau_p) \approx 1,7 \cdot 10^3$ см²/с, то он оказывается близок к коэффициенту амбиполярной поперечной диффузии $D_{a\perp} = \frac{(T_e + T_i) \nu_e}{m_e \omega_{He}^2}$, вычисленному для отвечающих условию проведения

эксперимента параметров ионосферы [73]. Релаксация неоднородностей с $l_{\perp} > l_{\perp}^*$ может быть обусловлена продольной диффузией плазмы. При этом определенный по значению τ_p и характерному продольному размеру неоднородностей для гауссовой формы спектра флуктуаций $\Phi_N(\kappa_{\parallel}) \propto \exp(-\kappa_{\parallel}^2 l_{\parallel}^2 / 4)$ коэффициент диффузии $D_{\parallel} = l_{\parallel}^2 / 4\tau_p \approx (1 \div 2) \cdot 10^{10}$ см²/с по порядку величины близок к значению коэффициента амбиполярной диффузии вдоль магнитного поля $D_{a\parallel} = (T_e + T_i) / M_i \nu_{in}$.

Уменьшение во времени средней амплитуды рассеянного сигнала в процессе релаксации, как правило, имеет хорошо выраженный двухступенчатый характер [9, 60, 74]. На первом этапе релаксации, характеризуемом временем τ_p , амплитуда рассеянного сигнала экспоненциально уменьшается во времени на 10—20 дБ, после чего наблюдается замедление темпа релаксации неоднородностей в несколько раз. Согласно данным [60], характерное время релаксации на втором этапе τ_p' было пропорционально l_{\perp}^2 . При этом рассчитанный коэффициент поперечной диффузии оказывается в несколько раз меньше, чем $D_{a\perp}$, что указывает на существование после выключения ВН механизма поддержания мелкомасштабных неоднородностей. Последнее может быть связано с нелинейной перекачкой по спектру ИИТ, когда время τ_p' определяется «временем жизни» более крупных неоднородностей.

4. ИСКУССТВЕННОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ

4.1. Динамика и спектр ИРИ вблизи первой гармоники частоты ВН. Искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ), возникающее

при воздействии на F -слой пучком мощных КВ радиоволн, было обнаружено в экспериментах на стенде «Тромсё» (северная Норвегия) [75] и в последнее время стало широко применяться как метод исследования ИИТ [8, 44–47, 49, 51, 52]. Уже в первых экспериментах было установлено, что ИРИ в F -слое ионосферы генерируется только при воздействии мощными волнами O -поляризации в условиях их отражения от ионосферы, оно соответствует O -моду распространения, имеет шумовой характер и занимает интервал частот от -110 кГц до $+30$ кГц относительно частоты ВН.

Поскольку источником ИРИ являются плазменные волны, возбуждаемые мощным радиоизлучением вблизи уровня его отражения за счет стрикционной и тепловой параметрических неустойчивостей, изучение свойств искусственного излучения является средством получения информации о динамике как высокочастотных плазменных волн, так и ответственной за их образование и обратную трансформацию низкочастотной ИИТ.

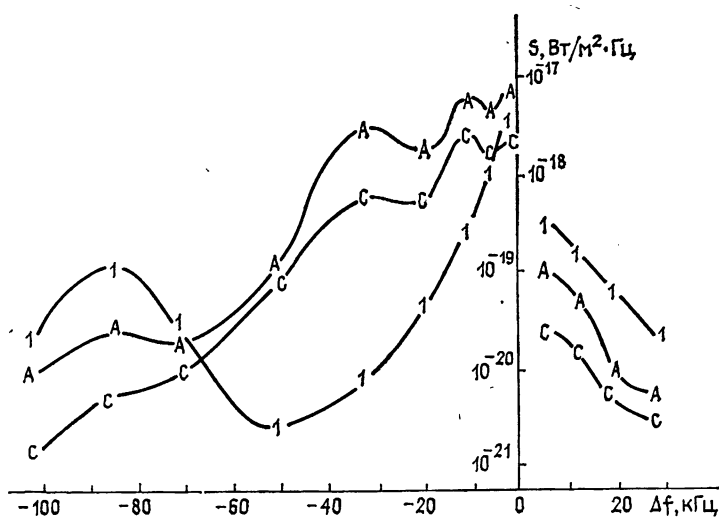


Рис. 4.

На рис. 4 приведен характерный динамический спектр ИРИ для $f_i = 5,75$ МГц. Оно надежно регистрируется во всем диапазоне расстройек уже через $0,1 - 0,2$ с после включения ВН (кривая с индексом 1). На этой начальной фазе своего развития основная мощность излучения сосредоточена в области отрицательных отстроек ($|\Delta f^-|$) вблизи частоты ВН. При этом в области положительных ($|\Delta f^+|$) и больших отрицательных ($|\Delta f^-| \sim 70 - 110$ кГц) отстроек уровень излучения выше, чем в последующее время. При развитии аномального ослабления ВН уровень излучения в области $|\Delta f^-| = 10 - 60$ кГц значительно возрастает и в его структуре появляются выделяющиеся максимумы на частотах $|\Delta f^-| = 10 - 15$ кГц и $30 - 35$ кГц. Параллельно наблюдается уменьшение интенсивности ИРИ в области $|\Delta f^+|$ и $|\Delta f^-| > 70$ кГц (кривая с индексом А). При переходе к стационарной стадии развития излучения (кривая с индексом с) его интенсивность уменьшается по всему спектру, но характерные максимумы излучения в области $|\Delta f^-|$ продолжают оставаться заметными. Динамика излучения для трех фиксированных величин отстроек $\Delta f = +12$ кГц, -10 кГц и -50 кГц с отнормированной амплитудой приведена на рис. 2, где хорошо просматривается ее связь с развитием АО (рис. 2а) радиоволн в ВО ионосферы.

Для стационарного уровня ИРИ в области отрицательных отстроек характерным является его насыщение при интенсивности ВН, в пять-десять раз превышающей порог его генерации, соответствующий порогу развития МИИТ. Такого насыщения не наблюдается для мак-

симальной фазы развития ИРИ. Существенным моментом является исчезновение временного максимума излучения для отстроек $|\Delta f^-| = 10 - 60$ кГц при приближении частоты ВН к критической частоте F_2 -слоя ионосферы, а также при приближении мощности ВН к пороговой мощности генерации ИРИ [46].

В последнее время получены важные данные о зависимости свойств ИРИ от частоты ВН [51], согласно которым

а) в динамике ИРИ при $f_t \geq 5,4$ МГц для $|\Delta f^-| = 10 - 60$ кГц, как это было показано выше, характерным является рост амплитуды сигнала до своего максимального значения одновременно с развитием эффекта АО. Иная картина имеет место при $f_t < 5,4$ МГц. Здесь максимальная интенсивность излучения достигается, как правило, до или вместе с появлением видимого АО на ВН, развитие которого совпадает по времени с установлением стационарного спектра излучения;

б) форма стационарного спектра ИРИ в области $|\Delta f^-|$ не зависит от частоты ВН и хорошо соответствует результатам измерений, выполненным на разных широтах. Последнее может служить одним из доказательств универсальности механизма генерации стационарного спектра искусственного излучения;

в) в области положительных расстроек с понижением частоты ВН наблюдается рост интенсивности излучения и расширение его спектра как для максимальной фазы развития ИРИ, так, в еще большей степени, и для его стационарного уровня.

Все перечисленные выше результаты проведенных исследований говорят в пользу сложной структуры излучения. Как указывалось в [46], в нем можно выделить, по крайней мере, две компоненты: «быструю», развивающуюся быстрее, чем происходит рост мелкомасштабных неоднородностей, и спектр ее соответствует спектру ИРИ в первые моменты времени после включения ВН. Вторая компонента ИРИ, называемая нами «медленной», развивается вместе с развитием МИИТ, и ее спектральные характеристики определяются стационарным спектром ИРИ. В работе [52] проведено теоретическое рассмотрение генерации этой компоненты ИРИ на основе модели тепловой параметрической неустойчивости и получено хорошее соответствие расчетов экспериментальным данным.

Важным моментом в изучении характеристик ИРИ является исследование влияния на его формирование искусственных неоднородностей различных масштабов, которые обеспечивают эффективную взаимную трансформацию поперечных электромагнитных и продольных плазменных волн. В экспериментах [46, 49], используя режим воздействия на ионосферу импульсами различной длительности и скважности посылок, а также метод создания ИИТ за счет предварительного нагрева плазмы, удалось разделить влияние на динамику ИРИ источника, поддерживающего генерацию излучения, и агента, вызывающего его депрессию. Измерения были выполнены на различных этапах развития турбулентности и для различных отстроек Δf . По полученным результатам, используя данные о временах релаксации неоднородностей различных масштабов, можно оценить, какие неоднородности определяют генерацию и депрессию ИРИ. Согласно проведенным измерениям, в диапазоне $|\Delta f^-| \approx 10 - 70$ кГц для стационарной стадии развития турбулентности с увеличением отстройки размер неоднородностей l_{\perp} , определяющих генерацию излучения, уменьшается от нескольких десятков метров до $l_{\perp} \approx 5$ м, в то время как размер неоднородностей, вызывающих депрессию ИРИ, увеличивается от $l_{\perp} \approx 3$ м до $l_{\perp} \approx 10$ м. Проведенные эксперименты демонстрируют возможности нового метода диагностики искусственных неоднородностей различных масштабов с помощью приема сигналов искусственного радиоизлучения.

4.2. Излучение ионосферной плазмы вблизи второй гармоники частоты ВН. Высокий уровень плазменных волн, возбуждаемых в ионосферной плазме вблизи уровня отражения мощного радиоизлуче-

ния, вызывает их эффективную конверсию в электромагнитное излучение вблизи второй гармоники частоты ВН: $\omega = 2\omega_{0e} = 2\omega_t$. Это излучение было зарегистрировано и исследовано в работах [46, 53]. Анализ полученных результатов показал следующее:

а) сигналы второй гармоники имеют шумовой характер и наблюдаются только при воздействии мощным радиоизлучением O -поляризации в условиях, когда имеет место ее стрикционное самовоздействие;

б) интенсивность излучения на второй гармонике наибольшая в первый момент времени после включения ВН и непрерывно уменьшается при продолжении нагрева ионосферной плазмы. Развитие эффекта аномального ослабления приводит к подавлению генерации второй гармоники;

в) спектр излучения имеет максимум при расстройке $|\Delta f^-| \approx 2$ кГц. При $|\Delta f^-| > 2$ кГц темп уменьшения интенсивности сигнала в среднем составляет 1 дБ/кГц. В области положительных расстроек сигнал надежно зарегистрирован не был.

Совокупность полученных экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что генерация излучения на второй гармонике обусловлена слиянием плазменных волн, возбуждаемых в ионосферной плазме в результате стрикционной параметрической неустойчивости. Этот вывод в работе [53] нашел свое теоретическое обоснование. При этом на основе экспериментальных данных была оценена плотность энергии плазменных волн в окрестности уровня отражения ВН по отношению к тепловой энергии плазмы:

$$\omega_l / NT_e \approx (0,5 - 1,5) \cdot 10^{-2},$$

что хорошо согласуется с имеющимися теоретическими представлениями.

5. ХАРАКТЕРИСТИКИ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ИИТ

Исследования формы спектра ИИТ в диапазоне масштабов $100 \text{ м} \leq l_{\perp} < 2 - 4 \text{ км}$ проводились методом радиопросвечивания ВО сигналами искусственных спутников Земли (ИСЗ) [76-79] и радиоизлучением космических дискретных источников [81-84]. На рис. 5 приведены ненормированные одномерные спектры флуктуаций плотности плазмы $\Phi_N(\kappa_{\perp})$, построенные по результатам измерений спектров амплитуды $F_A(\kappa_{\perp})$ и фазы $F_{\varphi}(\kappa_{\perp})$ сигналов орбитального ИСЗ, прошедших через ВО [79]. Ограничение $\Phi_N(\kappa_{\perp})$ со стороны больших масштабов неоднородностей обусловлено фильтрацией данных, которая использовалась для исключения эффекта регулярного набега фазы за счет изменения на радиолуче полного электронного содержания в течение сеанса наблюдения.

Как видно из рисунка, спектр крупномасштабной ИИТ ($l_{\perp} \geq 1 \text{ км}$) содержит степенной участок $\Phi_N(\kappa_{\perp}) \propto \kappa_{\perp}^{-p}$, показатель которого $p_1 \approx 3 - 4$ близок к значению, обычно наблюдаемому для естественных ионосферных неоднородностей. В ряде случаев это значение p_1 сохраняется и для меньших масштабов ИИТ (кривая 2 на рис. 5). Для неоднородностей с указанным спектром индекс амплитудных мерцаний $I_m = \sqrt{\langle \Delta A^2 \rangle} / \langle A \rangle^2$ пропорционален $f_c^{-(p_1+3)/4} \approx f_c^{-1/5}$ (f_c — частота сигнала ИСЗ). В эксперименте [79] для $f_c = 150 \text{ МГц}$ I_m составлял 2—5%. При этом на спектрах $F_A(\kappa_{\perp})$ и $F_{\varphi}(\kappa_{\perp})$ наблюдались четкие френелевские осцилляции, наличие которых свидетельствует о справедливости аппроксимации слоя с неоднородностями тонким фазовым экраном.

Как показали измерения характеристик искусственных неоднородностей методом пространственно разнесенного приема сигналов ИСЗ, они наблюдаются в интервале высот $\Delta h \approx 100 \text{ км}$, значительно выше уровня h_t отражения ВН [76, 77]. При этом ИИТ вначале возникает вблизи высоты h_t и только спустя некоторое время регистрируется на больших высотах. Можно оценить эффективную скорость вертикального переноса агента, вызывающего генерацию ИИТ: $v_h \geq 10^3 \text{ м/с}$, ко-

торая по порядку величины близка к скорости ионного звука в ионосфере $v_s = (T_e + T_i) / M_i$.

Вблизи уровня отражения ВН в области $\Delta h \leq 20 - 40$ км могут возбуждаться искусственные неоднородности средних масштабов, ответственные за образование максимума $\Phi_N(\kappa_{\perp})$ при $l_{\perp} \leq 1 - 2$ км (кривая 1 на рис. 5). Показатель степени p_2 спектра $\Phi_N(\kappa_{\perp})$ при $l_{\perp} \leq l_{m\perp}$ ($l_{m\perp}$ — масштаб неоднородностей максимума $\Phi_N(\kappa_{\perp})$) здесь порядка 1,5 — 2 ($p_2 < p_1$). При $l_{\perp} < l_{10} \approx 100 - 200$ м показатель p_2 , как правило, увеличивается, достигая значений, характерных для $l_{\perp} \gtrsim 1$ км.

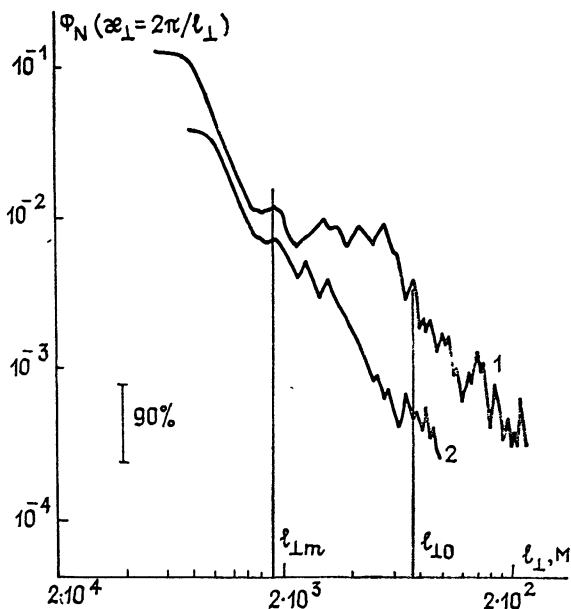


Рис. 5.

.Сопоставление результатов измерений $\Phi_N(\kappa_{\perp})$ при различных направлениях просвечивания ВО показало, что спектр среднemasштабной ИИТ в ортогональной к H_0 плоскости близок к изотропному [79]. В этом случае, определяя величину флуктуаций плотности плазмы

$\delta N^2 \propto \int_0^{\kappa_{\perp}} \Phi_N(\kappa_{\perp}) \kappa_{\perp} d\kappa_{\perp} \propto \kappa_{\perp}^{-p_2+2}$, получаем, что при $l_{10} \leq l_{\perp} \leq l_{\perp m}$ она

должна увеличиваться с ростом κ_{\perp} . Последнее свидетельствует о наличии источника ИИТ в указанном диапазоне масштабов. Считается, что генерация среднemasштабной ИИТ происходит в результате самофокусировочной неустойчивости ВН [80].

При определенных режимах нагрева наблюдалось изменение формы спектра среднemasштабной ИИТ, в частности, амплитудная модуляция ВН типа «меандр» с частотой $F_M \approx 0,3 - 1$ Гц приводила в некоторых случаях к увеличению p_2 или к подавлению среднemasштабной ИИТ.

Характерные времена развития искусственных неоднородностей обычно были порядка 1—2 мин, а времена их релаксации $\tau_{p_1} \approx 1 - 3$ мин для среднemasштабной и $\tau_{p_2} \approx 4 - 5$ мин — для крупнemasштабной ИИТ. В ряде случаев (преимущественно в ночные часы) они существовали значительно дольше, что свидетельствует о наличии механизмов поддержания ИИТ после выключения ВН.

Горизонтальный размер источника ИИТ, как известно, определяется эффективной шириной диаграммы направленности нагревного стенда на уровне отражения ВН. Согласно [79] протяженность ВО в

направлении север—юг составляла $\sim 150—200$ км, со смещением на $50—80$ км к югу от центра диаграммы направленности антенны нагревного стенда.

Эффекты, связанные с горизонтальным выносом искусственных неоднородностей, наблюдались при регистрации радиоизлучения дискретного радиоисточника в пространственно разнесенных пунктах [83].

6. СПЕКТР ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Исследования, проведенные в широкой области масштабов искусственных неоднородностей от $l_{\perp} \approx 1,6$ м до ~ 4 км, позволяют построить общий спектр ИИТ (рис. 6). Здесь для $l_{\perp} \leq 20$ м данные о спектре были получены по измерениям ракурсного рассеяния радиоволн КВ и УКВ диапазонов [9, 60, 74], для $l_{\perp} \approx 50—200$ м — из анализа рассеяния сигналов пробных волн, зондирующих ВО ионосферы [85], для $l_{\perp} \geq 100—200$ м — при изучении «мерцаний» сигналов ИСЗ, проходящих через возмущенную область ионосферы [76–79, 81–84]. Для нахождения спектра турбулентности использовались только данные, относящиеся к центральной части ВО, которые, в основном, были получены в вечерние часы наблюдений для эффективной мощности ВН $P_e \approx 10—20$ МВт ($f_t = 5,75$ МГц).

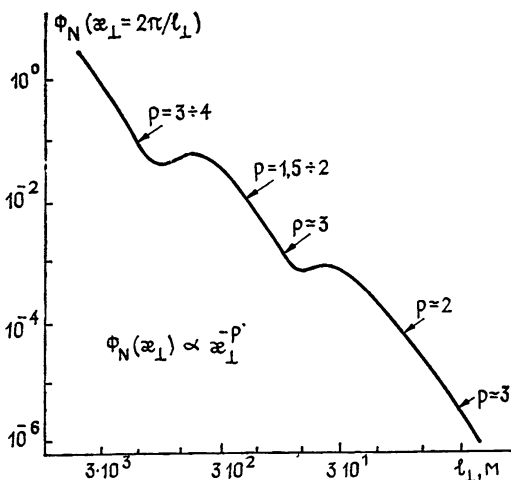


Рис. 6.

Особенностью зависимости спектральной интенсивности флуктуаций плотности плазмы $\Phi_N(\kappa_{\perp})$ от поперечного к H_0 размера неоднородностей $l_{\perp} = 2\pi/\kappa_{\perp}$ является наличие локальных максимумов $\Phi_N(\kappa_{\perp})$ и достаточно протяженных по l_{\perp} участков, где приближенно можно считать, что $\Phi_N(\kappa_{\perp}) \propto \kappa_{\perp}^{-\rho}$:

$$\rho = \begin{cases} 4-5, & l_{\perp} \approx 1,6-3 \text{ м} \\ 2-3, & l_{\perp} \approx 3-20 \text{ м} \\ -(0,5-1), & l_{\perp} \approx 50-200 \text{ м} \\ 3, & l_{\perp} \approx 200-400 \text{ м} \\ 1,5-2, & l_{\perp} \approx 600-800 \text{ м} \\ 3-4, & l_{\perp} \approx 800-4000 \text{ м} \end{cases}$$

Максимум $\Phi_N(\kappa_{\perp})$ в области масштабов $l_{\perp} = 50$ м, близких к длине волны мощного радиоизлучения $\lambda_0 = c/f_t$, обусловлен механизмом генерации неоднородностей вследствие развития тепловой параметрической неустойчивости. Второй максимум (в области масштабов $l_{\perp} \approx 400—600$ м) определяется развитием самофокусирующей неустойчивости ВН в плазме. Генерация крупномасштабных искусственных неоднородностей $l_{\perp} \geq 1—2$ км, по-видимому, связана с усилением оп-

ределенных неустойчивостей плазмы, приводящих к образованию естественной неоднородной структуры. Возможно, что при воздействии ВН возникают локальные крупномасштабные градиенты концентрации плазмы в плоскости, ортогональной H_0 , которые трансформируются в неоднородности более мелких масштабов. Характерные значения относительных флуктуаций концентрации плазмы по совокупности имеющихся экспериментальных данных составляют: $\delta V \approx 5 \cdot 10^{-3} \div 10^{-2}$ для $l_{\perp} \approx 1 - 2$ км, $\delta N \approx 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}$ для $l_{\perp} \approx 200 - 600$ м, $\delta N \approx 5 \cdot 10^{-4} \div 10^{-3}$ для $l_{\perp} \approx 3 - 30$ м ($\delta N = \sqrt{\delta N^2}$).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше на основе физических представлений и экспериментальных результатов обсуждаются эффекты, возникающие при воздействии на F -слой ионосферной плазмы мощным радиоизлучением O -поляризации. Показано, что в результате развития плазменных неустойчивостей вблизи уровня отражения ВН возбуждается широкий спектр искусственных ионосферных неоднородностей от долей метра до километров, которые в значительной мере определяют динамику развития плазменной турбулентности. В целом физическая картина генерации ИИТ ясна. Имеется, однако, ряд неясных моментов, на которые нам и хотелось бы сейчас обратить внимание.

1) При превышении порога стрикционной параметрической неустойчивости уже в первые миллисекунды после начала воздействия более половины энергии ВН на уровне ее отражения передается плазме. Остается открытым вопрос о влиянии СПН на последующие этапы взаимодействия мощного радиоизлучения с ионосферной плазмой. В пользу такого влияния может говорить значительное изменение с понижением частоты ВН спектра ИРИ на начальном этапе его развития, а также существование начального уровня ИРИ на временах $t \approx 0,1 - 0,2$ с, когда еще не наблюдается появления мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей

2) В настоящее время отсутствует сколь-нибудь удовлетворительная интерпретация эффекта появления «пичков» на отраженных от ионосферы сигналах ВН и ПВ на близких частотах.

3) Далеко не все ясно в динамике развития и релаксации мелкомасштабных искусственных неоднородностей. Если оставаться в рамках тепловой параметрической неустойчивости, то передача энергии от ВН неоднородностям должна идти в такт с их развитием. На эксперименте же при коротких ($\tau_{\text{и}} \leq 1$ с) импульсах излучения ВН мы наблюдаем развитие неоднородностей до максимального уровня через $1 - 2$ с, т. е. уже после выключения ВН. Поэтому здесь естествен вопрос, в каком виде запасается переданная плазме энергия ВН и как происходит генерация турбулентности в отсутствие мощного радиоизлучения?

До сих пор не удается последовательно объяснить динамику релаксации МИИТ. Так, для второго (медленного) этапа релаксации неоднородностей вычисленный коэффициент диффузии оказывается меньше $2D_{e\perp}$ (которая отвечает самой медленной из возможных скоростей их расплывания). Что же поддерживает искусственные неоднородности? Возможно, ясность придет здесь с пониманием механизма генерации естественных неоднородностей в F -слое ионосферы, который до настоящего времени до конца еще не разработан. Также множество проблем встает при анализе зависимости времени релаксации МИИТ от пространственных координат внутри ВО, от предыстории воздействия, от частоты ВН, от времени суток и т. д.

4) В настоящее время в стадии активных исследований находится изучение характеристик динамики ИРИ. В некоторой степени условно его можно представить как сумму двух компонент: «быстрой», развивающейся быстрее, чем происходит рост мелкомасштабных неоднородностей (по крайней мере, для $l_{\perp} \geq 1$ м), и «медленной», развивающейся

ся вместе с развитием МИИТ. Сюда следует добавить особенности излучения на начальном этапе его развития, о которых уже отмечалось выше. Но даже использование такой сложной структуры ИРИ не дает нам часто понимания сравнительной динамики его развития на разных отстройках от частоты ВН, или в режимах сложного временного воздействия на ионосферную плазму. Нуждается в своей интерпретации природа максимумов интенсивности излучения на отстройках порядка — 12 кГц, — 35 кГц и — 85 кГц, а также излучение на положительных отстройках.

5) При исследовании спектральных характеристик ИИТ наиболее важным представляется вопрос о трехмерной форме спектра флуктуаций концентрации $\Phi_N(\mathbf{x})$, в частности, определение характерных внутренних и внешних масштабов турбулентности соответственно вдоль и поперек геомагнитного поля H_0 . В настоящее время нет прямых измерений внутреннего масштаба $l_{\parallel 0}$ и его зависимости от механизма возбуждения ИИТ. Наличие широкого интервала масштабов, при котором времена релаксации слабо зависят от l_{\perp} ($\tau \propto l_{\perp}^{0,5}$), может свидетельствовать о существовании единого механизма релаксации неоднородностей, определяемого нелинейной перекачкой энергии по спектру в область малых l_{\perp} . На это также указывают данные о существовании второго (более медленного) характерного времени релаксации мелкомасштабных неоднородностей, когда они «поддерживаются» долго живущими крупными неоднородностями. Экспериментальное доказательство режима нелинейной перекачки энергии флуктуаций по спектру является одной из важных задач при изучении динамики ИИТ. В ряде случаев на эксперименте проявляется влияние крупномасштабной турбулентности на характер развития МИИТ. Это может быть следствием, например, фокусировки излучения ВН на крупномасштабных неоднородностях или захват энергии ВН в плазменные волноводные каналы. Не исключена возможность прямой конверсии мощного радиоизлучения O -поляризации на крупномасштабных искусственных градиентах в плазменную ветвь колебаний.

Настоящий обзор ни в коей мере не претендует на полное изложение полученных к настоящему времени экспериментальных данных по воздействию мощным радиоизлучением на ионосферу. Мы сознательно ограничились экспериментами по воздействию только на F -слой, поскольку именно здесь накоплен наиболее обширный фактический материал, и стремились дать современное представление о генерации мелкомасштабной искусственной ионосферной турбулентности и методах ее диагностики. В обзоре затронуты также некоторые другие вопросы, более полное изложение которых можно найти в работах [18, 33, 54, 57, 67, 84].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967
2. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. — УФН, 1960, 70, вып. 2, 3.
3. Шлюгер И. С. — Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, вып. 5, с. 274; УФН, 1974, 113, № 4, с. 729.
4. Carroll J. C., Violette E. J., Utlaut W. F. — Radio Sci., 1974, 9, № 11; p. 889.
5. Gordon W. E., Carlson H. C. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 1041.
6. Гетманцев Г. Г., Комраков Г. П., Коробков Ю. С. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с. 621.
7. Капустин И. Н., Перцовский Р. А., Васильев А. Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, вып. 5, с. 248.
8. Stubbe P et al. — J. Atm. Terr Phys., 1982, 44, № 12, p. 1025
9. Ерухимов Л. М. и др. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 7.
10. Белов И. Ф., Бычков В. В., Гетманцев Г. Г. и др. Препринт НИРФИ № 167. — Горький, 1983.
11. Ерухимов Л. М., Ковалев В. Я., Куракин Е. П. и др. — Изв вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 5, с. 658.
12. Гапонов А. В., Миллер М. А. — ЖЭТФ, 1965, 48, № 6, с. 1679.
13. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. — М.: Наука, 1973.

14. Литвак А. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 9, с. 1433.
15. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. — М.: Наука, 1970.
16. Цытович В. Н. Нелинейные эффекты в плазме. — М.: Наука, 1967.
17. Геккер И. Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. — М.: Атомиздат, 1978.
18. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
19. Гетманцев Г. Г., Зуйков Н. А., Котик Д. С. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, в. 4, с. 229.
20. Carlson H. C., Showen R. L., Gordon W. E. — Trans. Amer. Geophys. Union, 1971, 52, № 7, p. 535.
21. Fejer J. A. — J. Geophys. Res., 1971, 76, № 1, p. 285.
22. Utlaut W. F. et al — J. Geophys. Res., 1970, 75, № 31, p. 6429, 1972, 77, № 34, p. 6804.
23. Fialer P. A. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 923.
24. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г. и др. — УФН, 1974, 113, № 4, с. 732, — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 4, с. 516.
25. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, № 10, с. 497.
26. Perkins F. W., Kaw P. K. — J. Geophys. Res., 1971, 76, № 1, p. 282.
27. Mityakov N. A., Rapoport V. O., Trakhtengerts V. Yu. — Planet. Space Sci., 1974, 22, № 1, p. 95, Геомагнетизм и аэрномия, 1974, 14, № 1, с. 36.
28. Альбер Я. И., Кротова З. Н., Митяков Н. А. и др. — ЖЭТФ, 1974, 66, № 2, с. 574.
29. Грач С. М., Трахтенгерц В. Ю. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1288.
30. Васьков В. В., Гуревич А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 2, с. 188.
31. Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1273.
32. Perkins F. W. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 1065.
33. Васьков В. В., Гуревич А. В. — ЖЭТФ, 1977, 73, № 3, с. 923; — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 81.
34. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1827, Препринты НИРФИ № 114, 115 — Горький, 1978.
35. Грач С. М., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 46.
36. Димант Я. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1833.
37. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме — М.: Наука, 1984.
38. Электродинамика плазмы / Под ред. А. И. Ахизера. — М.: Наука, 1974.
39. Штубе П., Копка Х. В. кн. Полярная верхняя атмосфера / Под ред. Ч. Дира и Я. Хоптега. — М.: Мир, 1983.
40. Захаров В. Е. Коллапс и самофокусировка ленгмюровских волн. Основы физики плазмы. — М. Энергоиздат, 1984, т. 2, с. 79.
41. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976.
42. Васьков В. В., Гуревич А. В. — Геомагнетизм и аэрномия, 1984, 24, с. 420.
43. Грач С. М., Митяков Н. А. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением» — М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 49.
44. Stubbe P., Korcka H., Thide B., Derblom H. — J. Geophys. Res., 1984, 89, № A9, p. 7523.
45. Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 4, с. 395.
46. Ерухимов Л. М., Фролов В. Л. Препринт НИРФИ № 185 — Горький, 1984.
47. Васьков В. В., Димант Я. С. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением». — М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 87.
48. Васьков В. В., Голян С. Ф. и др. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением» — М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 51.
49. Ерухимов Л. М., Метслев С. А., Разумов Д. В. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением». — М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 47.
50. Radio Science, 1974, 9, № 11 (special issue)
51. Ерухимов Л. М., Ковалев В. Я. и др. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением». — М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 45.
52. Грач С. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 6, с. 684.
53. Караштин А. Н. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 1, с. 28.
54. Fejer J. A. et al — J. Atm. Terr. Phys., 1985, 47, № 12, p. 1165.
55. Djuth F. T. — J. Atm. Terr. Phys., 1985, 47, № 12, p. 1225.

56. Ерухимов Л. М. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1982, 25, № 5, с. 490.
57. Fejer J. A.—Rev. Geophys. Space Phys., 1979, 17, № 1, p. 135.
58. Ерухимов Л. М. и др.—Геомagnetизм и астрономия, 1983, 23, № 3, с. 433.
59. Бойко Г. Н. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1985, 28, № 5, с. 656.
60. Беликович В. В. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1987 (в печати); Ерухимов Л. М. и др. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением».—М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 21.
61. Березин И. В., Бойко Г. Н. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1987 (в печати).
62. Ерухимов Л. М. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1982, 25, № 11, с. 1360.
63. Алебастров В. А. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1984, 27, № 1, с. 105; № 2, с. 147.
64. Зюзин В. А. и др. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением» —М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 75.
65. Фролов В. Л. Диссертация, Горький, 1979
66. Фролов В. Л.—Изв. вузов—Радиофизика, 1981, 24, № 5, с. 529.
67. Gurevich A. V. et al.—J. Atm. Terr. Phys., 1985, 47, № 11, p. 1057.
68. Метелев С. А., Фролов В. Л. Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума «Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли».—М.: ИЗМИРАН, 1983, с. 60.
69. Фролов В. Л.—Изв. вузов—Радиофизика, 1979; 22, № 12, с. 1534.
70. Ерухимов Л. М. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1978, 21, № 12, с. 1738.
71. Березин Н. В. и др. 14 Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Ч. 1 —М.: Наука, 1984, с. 110.
72. Ерухимов Л. М., Мясников Е. Н., Фролов В. Л. Тезисы докладов 2-го Всесоюзного совещания по неоднородной структуре ионосферы.—Ашхабад: Ылым, 1974, с. 38.
73. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы.—М.: Наука, 1974.
74. Беленов А. Ф. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1805.
75. Thide В., Корка Н., Stubbe P.—Phys. Rev. Lett, 1982, 49, № 21, p. 1561.
76. Bowhill S. A.—Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 975.
77. Ерухимов Л. М., Митякова Э. Е., Мясников Е. Н. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1814.
78. Митякова Э. Е., Мясников Е. Н., Рахлин А. В.—Изв. вузов—Радиофизика, 1977, 20, № 6, с. 939.
79. Выборнов Ф. И., Ерухимов Л. М., Комраков Г. П. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1986, 29, № 4, с. 491.
80. Васьков В. В., Гуревич А. В.—Изв. вузов—Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1261.
81. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г.—Изв. вузов—Радиофизика, 1975, 18, № 4, с. 516.
82. Rufenach C. L.—J. Geophys. Res., 1973, 78, p. 5611.
83. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г. и др.—Изв. вузов—Радиофизика, 1976, 19, № 12, с. 1902.
84. Basu San, Basu S., Ganguly S., Gordon W. E.—J. Geophys. Res., 1973, 88, В А 11, 9217.
85. Ерухимов Л. М., Комраков Г. П., Фролов В. Л.—Геомagnetизм и астрономия, 1980, 20, № 6, с. 1112.
86. Васьков В. В. и др. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением».—М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 17.
87. Васьков В. В. и др. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением».—М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 51.
88. Васьков В. В. и др. Тезисы докладов Международного симпозиума «Модификация ионосферы мощным радиоизлучением».—М.: ИЗМИРАН, 1986, с. 53.
89. Бойко Г. Н. и др.—Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, № 11, с. 533.
90. Васьков В. В. и др.—Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, с. 582.

Научно-исследовательский
радиофизический институт