

# ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ

Известия высших учебных заведений

## РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

Том XL N 5

Нижний Новгород

1997

### С о д е р ж а н и е

- Васьков В. В., Рябова Н. А.** Возбуждение коротковолновых колебаний ионосферной плазмы полем мощной радиоволны необыкновенной поляризации в результате индуцированного рассеяния на ионах.....541
- Фролов В. Л., Ерухимов Л. М., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н., Тиде Б., Бернхардт П. А., Вагнер Л. С., Гольдстейн Дж. А., Селчер Г.** Об эффекте усиления генерации BUM, обнаруживающемся при использовании схемы дополнительного нагрева ионосферной плазмы.....561
- Алимов В. А., Рахлин А. В.** О мерцаниях излучения протяжённого источника в случайно-неоднородной среде.....586
- Исаев Е. А., Лапаев К. А., Тюльбашев С. А., Галат Е. В.** Автоматизированный комплекс обзора мерцающих источников.....594
- Гайкович К. П.** Корреляционная теория теплового режима и теплового излучения среды со случайными граничными условиями.....598
- Рапопорт В. О., Митяков Н. А., Зиничев В. А., Белова Н. И.** Роль температурных градиентов и ветров в атмосфере при оценках энергетического потенциала систем радиоакустического зондирования.....616
- Катков В. Ю., Свердлов Б. А., Фурашов Н. И.** О взаимосвязи между интенсивностью дождя и ослаблением коротких миллиметровых волн.....626
- Маркина Н. Н.** К интерпретации теплового радиоизлучения атмосферы вблизи резонансов сернистого ангидрида.....633

- Заславский Ю. М.** Пространственно–угловое распределение сейсмоакустических волн, возбуждаемых виброисточником в полуограниченной газонасыщенной пористой среде.....638
- Власов С. Н.** О взаимодействии солитонов в кубичных нелинейных средах.....644
- Михайлов Г. Д., Кутищев С. Н.** Смешанный метод оценки ЭПР полуоткрытых полостей сложной формы с радиопоглощающим покрытием, основанный на концепции плоских волн.....652
- Вязовский М. В., Сыродоев Г. А.** Увлечение электронов солитонами в сверхрешётках во внешнем магнитном поле при учёте столкновений.....662

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

С.Я.БРАУДЕ, С.Н.ВЛАСОВ, А.В.ГАПОНОВ-ГРЕХОВ,  
 В.Л.ГИНЗБУРГ (главный редактор),  
 Л.М.ЕРУХИМОВ (зам.главного редактора),  
 В.В.ЖЕЛЕЗНЯКОВ, В.А.ЗВЕРЕВ, Ю.Л.КЛИМОНТОВИЧ,  
 А.Н.КОНДРАТЕНКО, Ю.В.КРАВЦОВ, В.Н.КРАСИЛЬНИКОВ,  
 А.Н.МАЛАХОВ, В.В.НИКОЛЬСКИЙ, В.Ю.ПЕТРУНЬКИН,  
 М.И.РАБИНОВИЧ, А.И.САИЧЕВ, А.А.СЕМЕНОВ, С.А.ТАГЕР,  
 В.И.ТАЛАНОВ, В.В.ТАМОЙКИН, Д.И.ТРУБЕЦКОВ,  
 В.И.ТУРЧИН, В.П.УРЯДОВ, Г.И.ФРЕЙДМАН, А.В.ЯКИМОВ

Ответственный секретарь редакции О.А.ШЕЙНЕР

Формат 70x108/16. Офсетная бумага. Офсетная печать.

Усл.печ.л. 11,20. Усл.кр.-отт. 11,20. Уч.-изд.л. 13,60.

Тираж 260 экз. Заказ 455/с . Цена 12000 р.

---

Адрес редакции: 603600, Нижний Новгород,  
 ул.Большая Печёрская, 25,

Научно-исследовательский радиофизический институт,  
 редакция журнала "Известия вузов. Радиофизика".

Телефон 36-01-71, e-mail rfj@nirfi.sci-nnov.ru

---

Отпечатано с готового набора в типографии НОКГС ООП  
 603600, Нижний Новгород, ул.Ошарская, 64

© "Известия высших учебных заведений. Радиофизика", 1997

УДК 550.388.2

# ВОЗБУЖДЕНИЕ КОРОТКОВОЛНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПОЛЕМ МОЩНОЙ РАДИОВОЛНЫ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В РЕЗУЛЬТАТЕ ИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ НА ИОНАХ

*В. В. Васьков, Н. А. Рябова*

Проанализирован процесс возбуждения электронно-циклотронных или верхнегибридных колебаний ионосферной плазмы на частоте, близкой к частоте накачки в результате индуцированного рассеяния на ионах мощной радиоволны необыкновенной поляризации. Возбуждаемые колебания имеют малую длину волны — порядка ларморовского радиуса электронов, что позволяет им распространяться вблизи и ниже уровня отражения необыкновенной радиоволны. Найдены инкремент и пороговое поле неустойчивости, возникающее в результате столкновительного поглощения плазменных волн. Показано, что величина порогового поля минимальна вблизи уровня отражения необыкновенной радиоволны в условиях, когда частота радиоволны  $f_0$  находится между электронными гирогармониками  $n f_{Be}$  с номером  $n \geq 2$ . В  $F$ -слое ионосферы оно порядка 1 В/м. Такие поля легко достигаются в экспериментах по нагреву ионосферы при учёте возбуждения электрического поля радиоволны в области отражения. В окрестности электронных гирогармоник  $f_0 \simeq n f_{Be}$  пороговое поле растёт. В случае  $f_0 < n f_{Be}$  при  $f_0 \simeq n f_{Be}$  неустойчивость не развивается вследствие отсутствия плазменных колебаний с частотой, близкой к частоте накачки (последнее относится и к случаю  $f_0 < 2 f_{Be}$ ). Полученные выражения обобщены на случай возбуждения рассмотренной неустойчивости полем обыкновенной радиоволны в области её квазипродольного распространения. Обсуждается возможность приложения возникновения очень коротковолновых колебаний плазмы для объяснения наблюдаемых на опыте явлений.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность взаимодействия мощной радиоволны с ионосферой связана с возбуждением собственных колебаний ионосферной плазмы на частоте, близкой к частоте радиоволны  $\omega_0$ . Обыкновенная радиоволна возбуждает верхнегибридную ветвь холодноплазменных колебаний, распространяющихся в слое  $\sqrt{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} < \omega_{pe} < \omega_0$ , расположенном ниже уровня отражения радиоволны  $\omega_{pe} = \omega_0$ . Здесь  $\omega_{Be} = eB/mc$  — гирочастота электронов в геомагнитном поле  $\vec{B}$ ,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$  — плазменная частота электронов, зависящая от их концентрации  $N$ . Генерация высокочастотных плазменных колебаний происходит в этом случае в результате различных нелинейных процессов: индуцированного рассеяния мощной радиоволны на ионах [1–3], развития тепловой параметрической [4] и

резонансной [5] неустойчивостей, трёхволнового распада мощной радиоволны с возбуждением нижнегибридных колебаний плазмы [6] и других более сложных процессов.

В настоящем сообщении мы рассмотрим возбуждение плазменных колебаний полем быстрой необыкновенной радиоволны, которая отражается от ионосферы вблизи уровня  $\omega_{pe} = \sqrt{\omega_0(\omega_0 - \omega_{Be})}$ , т. е. ниже области холдноплазменных резонансов. Высокочастотные колебания в рассматриваемой области имеют малую длину волны, сравнимую с ларморовским радиусом электронов  $\rho_{Be} = v_{Te}/\omega_{Be}$ , где  $v_{Te} = \sqrt{T_e/m}$  — тепловая скорость электронов с температурой  $T_e$ . Это — коротковолновые верхнегибридные или электронно-циклотронные колебания, поляризованные почти ортогонально геомагнитному полю  $\vec{B}$ . Возбуждение таких колебаний полем необыкновенной радиоволны в результате распадного процесса с генерацией нижнегибридных волн обсуждалась в [6]. Однако эффективность такого процесса существенно ограничивается в результате сильного бесстолкновительного поглощения нижнегибридных колебаний с малой длиной волны  $\sim \rho_{Be}$  в почти однотемпературной ионосферной плазме. Поэтому в данном сообщении анализируется другой параметрический процесс, связанный с возбуждением высокочастотных колебаний плазмы в результате индуцированного рассеяния необыкновенной радиоволны на ионах, для которого величина порогового поля оказывается сравнительно малой.

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

**Исходные выражения.** Воспользуемся дисперсионным уравнением, описывающим параметрическое возбуждение в плазме высокочастотных потенциальных волн  $(\omega_B, \vec{k})$  под действием электрического поля

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{2} [\vec{E} e^{-i\omega_0 t} + \text{к.с.}]. \quad (1)$$

Согласно [7], это уравнение можно записать в форме

$$1 + \delta\epsilon_e^*(\omega_B + i\gamma, \vec{k}) = -\frac{k^2 |r_E|^2}{4} [1 + \delta\epsilon_e(\omega + i\gamma, -\vec{k})] \delta\epsilon_i(\omega + i\gamma, -\vec{k}) / \epsilon(\omega + i\gamma, -\vec{k}). \quad (2)$$

Здесь  $\gamma$  — инкремент неустойчивости,  $\vec{k}$  — волновой вектор возбуждаемых волн,  $r_E$  — проекция колебаний электрона в электрическом поле  $\vec{E}$  (1) на направление волнового вектора  $\vec{k}$  (см. [6]),  $\omega$  — частота низкочастотных колебаний  $(\omega, -\vec{k})$ , равная

$$\omega = \omega_0 - \omega_B, \quad (3)$$

$\delta\epsilon_{e,i}$  — вклад электронов и ионов в диэлектрическую проницаемость плазмы

$$\epsilon(\omega, \vec{k}) = \epsilon' + i\epsilon'' = 1 + \delta\epsilon_i(\omega, \vec{k}) + \delta\epsilon_e(\omega, \vec{k}). \quad (4)$$

Разлагая, как обычно, величину

$$\epsilon(\omega_B, \vec{k}) = 1 + \delta\epsilon_e(\omega_B, \vec{k})$$

в левой части (2) вблизи собственной частоты  $\omega_r$  и пренебрегая малыми нелинейными поправками  $\sim \gamma$  к частотам  $\omega_B$  и  $\omega$ , приведём выражение (2) к виду

$$\gamma = \left\{ \frac{k^2 |\tau_E|^2}{4} \cdot \frac{1}{(kD_i)^2 F} - \epsilon''(\omega_B, \vec{k}) \right\} / \left( \left. \frac{\partial \epsilon'(\omega, \vec{k})}{\partial \omega} \right|_{\omega_B} \right); \quad (5)$$

$$F^{-1} = (kD_i)^2 \text{Im} \left\{ \frac{[1 + \delta\epsilon_e(\omega + i\gamma, -\vec{k})] \delta\epsilon_i(\omega + i\gamma, -\vec{k})}{\epsilon(\omega + i\gamma, -\vec{k})} \right\}. \quad (6)$$

Здесь частота  $\omega_B = \omega_r$  удовлетворяет линейному уравнению

$$\epsilon'(\omega_B, \vec{k}) \equiv 1 + \delta\epsilon'_e(\omega_B, \vec{k}) = 0, \quad (7)$$

$D_i = \sqrt{T_i/4\pi e^2 N}$  — дебаевский радиус ионов с температурой  $T_i$ , а множитель  $(kD_i)^2$  введён для удобства дальнейших преобразований. Полученное выражение описывает процессы индуцированного рассеяния на резонансных частицах и трёхволнового распада мощной радиоволны в случае, когда разностная частота  $\omega$  близка к частоте собственных колебаний плазмы [6] (здесь принято, что частота  $\omega_0 + \omega$  не совпадает с собственной; случай  $\omega_0 + \omega \simeq \omega_r$  рассмотрен в [8]).

Рассмотрим поляризованные почти ортогонально магнитному полю колебания с  $k_{\parallel}^2 \ll k_{\perp}^2$ , удовлетворяющие соотношениям

$$\omega_{Bi}, \nu_e, \gamma \ll \omega \ll \sqrt{2} |k_{\parallel}| v_{Te} \ll |\omega_B - n\omega_{Be}|, \quad (8)$$

которые обеспечивают, в частности, слабое бесстолкновительное поглощение этих колебаний на электронах. Здесь  $k_{\parallel}, k_{\perp}$  — параллельная и ортогональная геомагнитному полю  $\vec{B}$  компоненты волнового вектора  $\vec{k}$ ,  $\nu_e$  — эффективная частота соударений электронов с тяжёлыми частицами,  $\omega_{Bi} = eB/Mc$  — циклотронная частота ионов с массой  $M$ .

**Высокочастотные волны.** В условиях (8) диэлектрическая проницаемость для высокочастотных плазменных волн, согласно [9], принимает вид

$$\epsilon(\omega_B, k_{\perp}) = (\epsilon' + i\epsilon'') = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2} F_N + i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2} \cdot \frac{\nu_e}{\omega_{Be}} F_s; \quad (9)$$

$$F_N(x, \nu) = \frac{1}{x} \left\{ -1 + A_0(x) + 2\nu^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n(x) / (\nu^2 - n^2) \right\},$$

$$F_s(x, \nu) = -\partial F_N / \partial \nu - F_N(x F_N + 1) / \nu, \quad A_n(x) = e^{-x} I_n(x), \quad (10)$$

где введены обозначения

$$\nu = \omega_B / \omega_{Be}, \quad x = k_{\perp}^2 T_e / (m \omega_{Be}^2), \quad (11)$$

$I_n(x)$  — функция Бесселя от мнимого аргумента. При выводе (9), (10) использовался интеграл столкновений электронов с тяжёлыми частицами в форме БГК. Заметим, что сумма функций Бесселя  $\sum A_n(x) / (\nu - n) = (x F_N + 1) / \nu$  в определении (10) имеет простое интегральное представление [6], полезное при вычислении  $F_N(x)$ ,  $F_s(x)$  в случае больших  $x \gg 1$ . Согласно (7), (9), электронная концентрация в области генерации плазменных волн определяется выражением

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2} = 1 / F_N(x, \nu). \quad (12)$$

В пределе малых  $x \ll 1$  высокочастотные волны локализованы вблизи уровня верхнегибридного резонанса  $\omega_{pe}^2 / \omega_{Be}^2 = \nu^2 - 1$ . Однако с увеличением  $x \sim 1$  под влиянием магнитного поля их область возбуждения может опускаться до уровня отражения мощной радиоволны

$$\omega_{pe}^2 / \omega_{Be}^2 = \nu_0(\nu_0 - 1), \quad \nu_0 = \omega_0 / \omega_{Be} \quad (13)$$

и ниже — всюду, за исключением некоторой окрестности электронно-циклотронных гармоник при  $\nu_0 < n$  [6]. В качестве примера на рис. 1 показано поведение функции  $\omega_{pe}^2 / \omega_{Be}^2$  от  $x$  (12) для различных значений  $\omega_B$  в области между 5- и 6-й гирогармониками. Заметим, что в случае

$$n < \nu < 0,5 + \sqrt{n^2 - 0,75}$$

потенциальные волны в области (13) принадлежат к электронно-циклотронной гармонике с номером  $n$ , а в случае

$$0,5 + \sqrt{n^2 - 0,75} < \nu < n + \Delta_n$$

к верхнегибридной ветви колебаний плазмы. Здесь мы воспользовались критерием из работы [6] и учли, что в условиях (8) различием между  $\nu$  и  $\nu_0$  можно пренебречь. Величина  $\Delta_n$  определена ниже, см. (40) и рис. 2.

**Низкочастотные колебания.** Низкочастотные колебания плазмы, в отличие от высокочастотных, в условиях (8) с точностью до малых поправок описываются выражениями для незамагниченной плазмы

$$\delta \varepsilon_e(\omega, -\vec{k}) = (k D_e)^{-2} [1 + i\sqrt{\pi} A_0(x) z_e], \quad (14)$$

$$z_e = \omega / \sqrt{2} |k_{\parallel}| v_{Te}, \quad (k D_e)^2 = (\omega_{Be}^2 / \omega_{pe}^2) x;$$

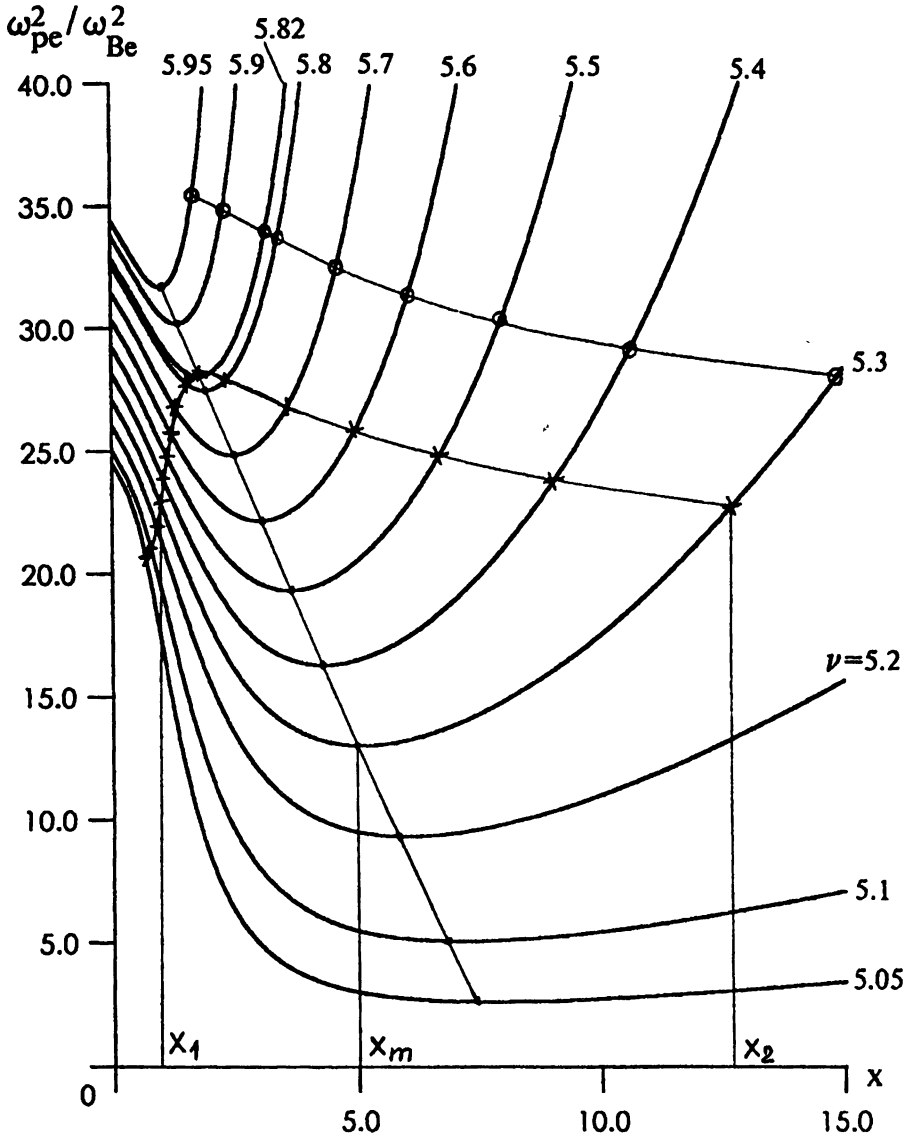


Рис. 1. Зависимость плазменной частоты электронов  $\omega_{pe}$  от безразмерного волнового числа  $x = (k\rho_{Be})^2$  поляризованных ортогонально магнитному полю колебаний частоты  $\omega_B = \nu\omega_{Be}$  в области  $5 < \nu < 6$ . Крестиками помечены значения  $\omega_{pe}^2 / \omega_{Be}^2 = \nu(\nu - 1)$  в области отражения необыкновенной радиоволны той же частоты, кружками — значения  $\omega_{pe}^2 / \omega_{Be}^2 = \nu^2$  в области отражения обыкновенной радиоволны. Точки соответствуют минимальному значению  $\omega_{pe}^2$  при данном  $\nu$ .

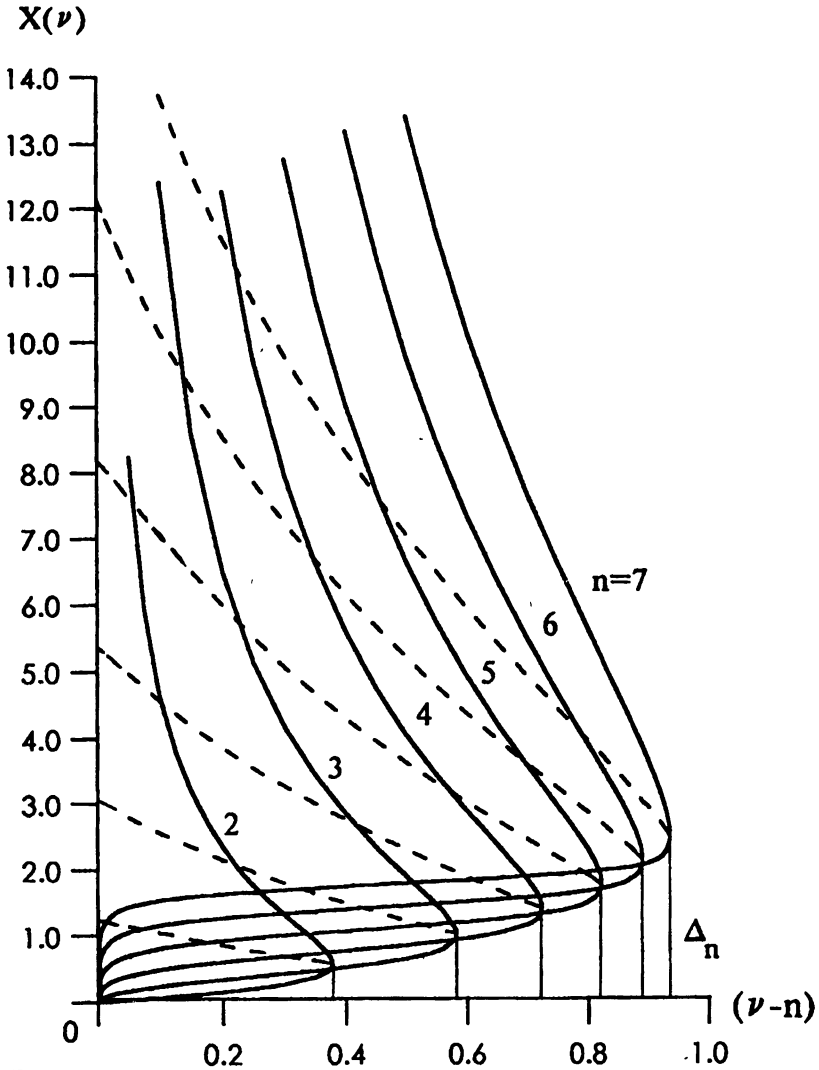


Рис. 2. Зависимость параметра  $x = x_1, x_2$  плазменных колебаний, возбуждаемых в области отражения необыкновенной радиоволны, от её частоты  $\nu\omega_{Be}$ . Штрихом показана величина  $x = x_m$ , соответствующая минимальному значению  $\omega_{pe}$  при заданном  $\nu$ , приведённом на рис. 3.

$$\delta\epsilon_i(\omega, -\vec{k}) = (kD_e)^2 \tilde{\alpha}(z_i), \quad z_i = \omega/\sqrt{2}kv_{Ti},$$

$$\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}' + i\tilde{\alpha}'' , \quad \tilde{\alpha}'(z_i) = 1 - 2z_i \int_0^{z_i} e^{(t^2 - z_i^2)} dt, \quad \tilde{\alpha}''(z_i) = \sqrt{\pi}z_i e^{-z_i^2}. \quad (15)$$

Здесь  $D_e = \sqrt{T_e/4\pi e^2 N}$  — дебаевский радиус электронов,  $v_{Ti} = \sqrt{T_i/M}$  — тепловая скорость ионов. При этом выражение для функции  $F$  (6) приводит к виду

$$F = \frac{|k^2 D_e^2 + 1 + i\sqrt{\pi}A_0(x)z_e + (T_e/T_i)\tilde{\alpha}(z_i)|^2}{\tilde{\alpha}''(1 + k^2 D_e^2)^2 + (T_e/T_i)|\tilde{\alpha}'|^2 \sqrt{\pi}A_0(x)z_e}. \quad (16)$$



В условиях  $z_e \ll 1$ ,  $k^2 D_e^2 = (\omega_{Be}^2 / \omega_{pe}^2) x \ll 1$  это выражение совпадает с полученным в [1] для плазмы в отсутствие магнитного поля:

$$F(z_i) = \frac{|1 + (T_e/T_i) \tilde{\alpha}(z_i)|^2}{\tilde{\alpha}''(z_i)}. \quad (17)$$

Функция  $F(z_i)$  (17) соответствует развитию неустойчивости в результате рассеяния мощной радиоволны на ионах с возбуждением высокочастотных колебаний. Низкочастотные колебания на разностной частоте (3) в случае почти изотермической ионосферной плазмы являются вынужденными колебаниями, для которых  $\epsilon'(\omega, \vec{k}) \sim \epsilon''(\omega, \vec{k})$ . Поведение  $F(z_i)$  в плазме с  $T_e \simeq T_i$  исследовано в [1]. Согласно [1], минимальные значения  $\min F(z_i) = F(z_{im})$  и соответствующие значения  $z_{im}$  равны:

$T_e/T_i$	1, 0	1, 5	2, 0	(18)
$z_{im}$	1, 2	1, 4	1, 6	
$F(z_{im})$	1, 7	1, 8	1, 8	

Нетрудно убедиться, что при  $z_i = z_{im}$  функция  $F$  (16) возрастает с ростом  $z_e$ . Таким образом, приведённая в (18) величина  $F(z_{im})$  определяет минимум функции  $F$  по обоим переменным:  $z_i$  и  $z_e$ . Условие малости диссипации на электронах в оптимальном случае (18) имеет вид:

$$z_e \ll (T_e/T_i) z_{im} e^{-z_{im}^2} = 0,27 \quad \text{при } T_e = T_i \quad (19)$$

в полном соответствии с наложенными ранее условиями (8).

**Разбухание поля радиоволны.** Переходя к оценке амплитуды осцилляций электрона  $r_E$  в поле необыкновенной радиоволны, заметим, что в характерном случае её квазипродольного распространения справедливо выражение (см. [6])

$$|r_E|^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{e|E|}{m\omega_{Be}^2 \nu_0 (\nu_0 - 1)} \right)^2, \quad (20)$$

где учтена круговая поляризация электрического поля  $\vec{E}$  радиоволны. Его интенсивность в приближении геометрической оптики выражается через поток энергии  $S_z$  падающего радиоизлучения:

$$|E|^2 = 4 \frac{8\pi}{c} \cdot \frac{S_z}{n_x}, \quad (21)$$

где  $n_x$  — показатель преломления радиоволны при квазипродольном распространении

$$n_x^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2 \nu_0 (\nu_0 - 1)}. \quad (22)$$

Численный коэффициент 4 в правой части (21) связан с удваиванием электрического поля в пучностях стоячей волны, образующейся при отражении падающей волны от ионосферы. Отсюда следует, что коэффициент фокусировки (по интенсивности), связанный с "разбуханием" электрического поля радиоволны в результате распространения в неоднородной ионосфере, равен

$$P = \frac{4}{n_x}. \quad (23)$$

Это выражение нуждается в уточнении вблизи уровня отражения радиоволны, где приближение геометрической оптики нарушается и электрическое поле волны описывается функцией Эйри [10]. Первый, главный, максимум этой функции расположен на расстоянии

$$\Delta z = 1,02 \left[ \frac{c^2}{\omega_0^2 \mu} \cdot \frac{1 + \cos^2 \alpha}{2} \right]^{1/3} \quad (24)$$

ниже уровня отражения необыкновенной радиоволны (13). Здесь  $\mu = N^{-1} dN/dz$  — относительный градиент концентрации электронов вблизи указанного уровня,  $\alpha$  — угол наклона геомагнитного поля  $\vec{B}$  к вертикали  $z$ , вдоль которой происходит распространение мощной радиоволны. Коэффициент фокусировки необыкновенной радиоволны в главном максимуме равен (см. [11])

$$P = 3,6 \left[ \frac{\omega_0}{c\mu} \left( \frac{2}{1 + \cos^2 \alpha} \right)^2 \right]^{1/3}. \quad (25)$$

Из (24), (25) следует, что в случае  $\sin \alpha \ll 1$  влияние наклона геомагнитного поля незначительно для необыкновенной радиоволны даже вблизи уровня её отражения. Заметим, что положение этого уровня и поляризация волны вблизи него от угла наклона  $\alpha$  вообще не зависят.

**Инкремент неустойчивости.** Используя (9), (10), (20) и учитывая (8), преобразуем выражения (5), (6) для инкремента неустойчивости к виду

$$\gamma = \left\{ \frac{|E|^2}{E_{\text{пор}}^2} - 1 \right\} \nu_e W, \quad (26)$$

где

$$E_{\text{пор}}^2 = 32\pi N_0 T_i F(\nu_e/\omega_{B_e}) V, \quad (27)$$

$$N_0 = \omega_{B_e}^2 \nu_0 (\nu_0 - 1) (m/4\pi e^2); \quad (27)$$

$$V(x, \nu) = (N_0/N) (\omega_{B_e}/\nu_e) \varepsilon''(\omega_B, \vec{k}) \equiv \nu_0 (\nu_0 - 1) F_s(x, \nu); \quad (28)$$

$$W(x, \nu) = (1/\nu_e) \varepsilon''(\omega_B, \vec{k}) / \left( \frac{\partial \varepsilon'}{\partial \omega} \Big|_{\omega_B} \right) = F_s / \left( -\frac{\partial F_N}{\partial \nu} \right), \quad (29)$$

где  $N_0$  — электронная концентрация в области отражения необыкновенной радиоволны (13). Входящая в определение  $E_{\text{пор}}$  функция  $F$  приведена в (16), (17). Её минимальные значения  $\min F \simeq 1,8$  в условиях  $x < \omega_{pe}^2/\omega_{Be}^2$  достигаются при  $z_{im} \simeq 1,4$  (см. (18)). При этом частота  $\omega$  вынужденных колебаний плазмы определяется соотношением  $\omega = \sqrt{2}k\nu_i z_{im}$  или

$$\frac{\omega^2}{\omega_{Bi}\omega_{Be}} = 2\frac{T_i}{T_e}z_{im}^2 x. \quad (30)$$

Параметр  $x$  определяется плазменной частотой электронов, см. (12). Видно, что, в соответствии с (8), частота  $\omega$  оказывается значительно меньше  $\omega_{Be}$ . В случае изотропной плазмы при  $V = 1/\nu$ ,  $W = 1/2$ ,  $N_0 = \omega_0^2(m/4\pi e^2)$  выражения для  $\gamma$  и  $E_{\text{пор}}^2$  (26), (27) совпадают с результатами [1]. Дополнительный множитель 2 в определении  $E_{\text{пор}}^2$  (27) связан с круговой поляризацией радиоволны.

Отметим, что после замены

$$\nu_0(\nu_0 - 1) \rightarrow \nu_0(\nu_0 + 1) \quad (31)$$

выражения (26)–(29), (20)–(22) описывают возбуждение неустойчивости в поле обыкновенной радиоволны в области её квазипродольного распространения (в том числе в области верхнегибридного резонанса  $\omega_{pe}^2/\omega_{Be}^2 = \nu_0^2 - 1$ ). Это означает, что переход к обыкновенной радиоволне (при  $\nu_e = \text{const}$ ) осуществляется путём увеличения порогового поля (27) в  $(\nu_0 + 1)/(\nu_0 - 1)$  раз:

$$E_{\text{пор}} \rightarrow E_{\text{пор}}^{(0)} = E_{\text{пор}}(\nu_0 + 1)/(\nu_0 - 1). \quad (32)$$

**Сопоставление с порогом распадного процесса.** Сопоставим теперь пороговое поле  $E_{\text{пор}}^2$  (27), (28) для развития неустойчивости вследствие индуцированного рассеяния радиоволны на ионах с пороговой интенсивностью трёхволнового распадного процесса, рассмотренного в [6]. Величина последней также описывается выражениями (27), (28), в которых функция  $F$  (18) заменяется на  $F_{\text{расп}}$ , равную (см. (6)):

$$F_{\text{расп}} = \frac{\delta\varepsilon_e''(\omega, -\vec{k}) + \delta\varepsilon_i''(\omega, -\vec{k})}{(kD_i)^2[\delta\varepsilon_i'(\omega, -\vec{k})]^2}. \quad (33)$$

Здесь учтены условия

$$\varepsilon'(\omega, -\vec{k}) = 0, \quad z_{e,i}^2 \gg 1, \quad (34)$$

при соблюдении которых разностная частота  $\omega = \omega_0 - \omega_B$  совпадает с частотой нижнегибридных колебаний плазмы:

$$\omega^2 = \frac{\omega_{Be}\omega_{Bi}(1 + (M/m)\cos^2\theta)}{\omega_{Be}^2/\omega_{pe}^2 + 1}, \quad (35)$$

где  $\theta$  — угол между магнитным полем  $\vec{B}$  и волновым вектором  $\vec{k}$ . В условиях (34) имеем (см. [9], [6])

$$\delta\epsilon_i(\omega, -\vec{k}) = (kD_i)^{-2}[-1/2z_i^2 + i\sqrt{\pi}z_i e^{-z_i^2}],$$

$$\delta\epsilon_e(\omega, -\vec{k}) = (kD_e)^{-2} \left\{ x - 1/2z_e^2 + i \left[ \frac{\nu_e}{\omega} (x + 1/2z_e^2) + \sqrt{\pi}z_e e^{-z_e^2} \right] \right\}. \quad (36)$$

Используя эти формулы, получаем выражение

$$F_{\text{расп}} = 4z_i^4 \left\{ \sqrt{\pi}z_i e^{-z_i^2} + \frac{T_i}{T_e} [(\nu_e/\omega)(x + 1/2z_e^2) + \sqrt{\pi}z_e e^{-z_e^2}] \right\} \quad (37)$$

и эквивалентное (35) соотношение

$$x = \left( \frac{1}{2z_e^2} + \frac{T_e}{T_i} \cdot \frac{1}{2z_i^2} \right) / (\omega_{Be}^2/\omega_{pe}^2 + 1). \quad (38)$$

Учитывая в (37) только черенковскую диссипацию на ионах, нетрудно убедиться, что величина  $F_{\text{расп}}$  в изотермической ионосферной плазме может оказаться меньше функции  $F(z_{im}) \approx 1,8$ , соответствующей индуцированному рассеянию на ионах, только в случае  $z_i^2 > 5$ , т.е. только при малых  $x < 0,1$ . Таким образом, в случае достаточно больших значений безразмерного волнового числа  $x$ , обеспечивающих возбуждение высокочастотных потенциальных волн ниже уровня отражения мощной радиоволны необыкновенной поляризации, порог индуцированного рассеяния на ионах оказывается меньше, чем у рассмотренного в [6] распадного процесса.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТА

С помощью полученных выражений (26)–(28), (10)–(12) проанализируем условия возбуждения рассматриваемой неустойчивости полем необыкновенной радиоволны.

**Область возбуждения неустойчивости.** Как уже отмечалось, для возникновения неустойчивости область распространения возбуждаемых волн с частотой  $\omega_B \simeq \omega_0$  должна опускаться ниже уровня отражения необыкновенной радиоволны (13), см. рис. 1. Кривая  $x(\nu)$ , ограничивающая интервал изменения параметра  $x = (k\rho_{Be})^2$  в этом случае, показана на рис. 2 в зависимости от величины отклонения  $(\nu - n)$  безразмерной частоты  $\nu = \omega_B/\omega_{Be}$  от электронной гирогармоники с номером  $n$  при  $n = 2 - 7$ . Значения  $x(\nu)$  являются решением уравнения

$$F_N^{-1}(x, \nu) = \nu(\nu - 1) \quad (39)$$

для волнового числа плазменных колебаний в области отражения необыкновенной радиоволны с частотой  $\nu\omega_{Be}$ . Видно, что неустойчивость может развиваться лишь в некоторых областях

$$0 < (\nu - n) < \Delta_n \quad (40)$$

между двумя соседними электронными гирогармониками (см. рис. 1), причём с ростом  $n$  верхняя граница  $\Delta_n$  увеличивается от  $\Delta_2 \simeq 0,28$  до  $\Delta_7 \simeq 0,94$ . В случае  $\nu < 2$  и в областях  $(n + \Delta_n) < \nu < n + 1$  неустойчивость не развивается.

В области допустимых значений  $(\nu - n)$  кривая  $x(\nu)$  двузначна. Это означает, что параметр  $x$  может увеличиваться от меньшего значения  $x = x_1 \sim 1$  до большего  $x = x_2$ . При этом в интервале  $x_1 < x < x_m$  плазменная частота  $\omega_{pe}(x)$  (12) уменьшается с ростом  $x$  от максимального значения (13), соответствующего уровню отражения необыкновенной радиоволны, до минимального  $\omega_{pe}(x_m)$ , а в интервале  $x_m < x < x_2$  — вновь возрастает до максимального значения (13) см. рис. 1. Безразмерное волновое число  $x_m$  и соответствующая ему минимальная плазменная частота электронов (при заданном  $\nu$ ) показаны на рис. 2, 3 штрихом. Сплошные кривые на рис. 3 соответствуют уровню отражения необыкновенной радиоволны.

Приведём полезные асимптотические выражения при  $|\nu - n| \ll 1$ . В пределе малых значений  $x \ll 1$  имеем [6]

$$F_N(x, \nu) = \frac{1}{\nu^2 - 1} + \frac{3x}{(\nu^2 - 1)(\nu^2 - 4)} + \frac{1}{(\nu - n)} \cdot \frac{1}{2(n - 1)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{n-1}, \quad (41)$$

где последнее слагаемое становится существенным только при  $\nu \simeq n \geq 3$ . Отсюда следует, что меньший из корней уравнения (39) в пределе  $0 < (\nu - n) \ll 1$  определяется выражением

$$x_1(\nu) = 2 \left[ \frac{\nu - n}{n(n + 1)} 2(n - 2)! \right]^{1/(n-1)}. \quad (42)$$

Величина  $x_m$  в этом случае соответствует максимальному значению функции

$$F_N(x, \nu \simeq n) = \frac{1}{(\nu - n)} \cdot \frac{n}{x} A_n(x) \quad (43)$$

и находится из уравнения

$$(1 + x)I_n(x) = x dI_n/dx \quad \text{при} \quad x = x_m, \quad (44)$$

решение которого соответствует граничным значениям  $x$  на штриховых линиях рис. 2. Плазменная частота электронов при  $(\nu - n) \rightarrow 0$  естественно обращается в ноль, см. рис. 3.

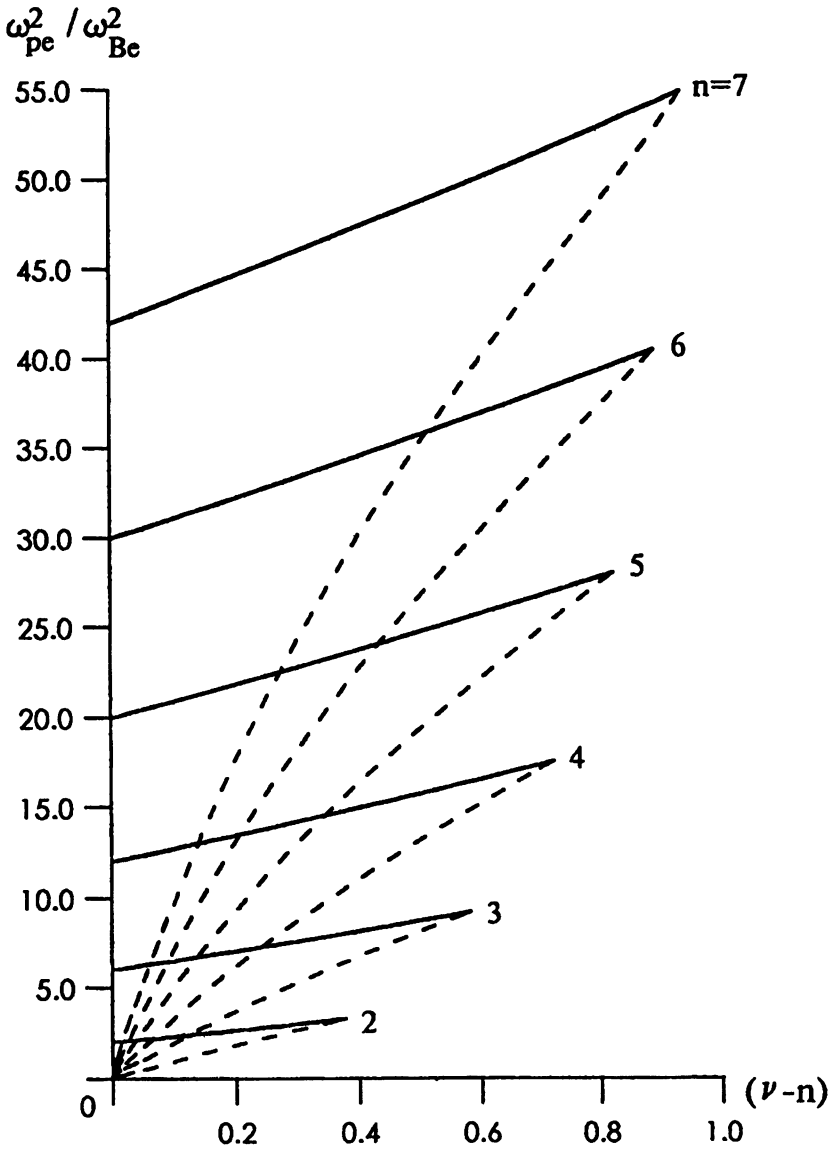


Рис. 3. Ход плазменной частоты электронов  $\omega_{pe}^2 / \omega_{Be}^2 = \nu(\nu - 1)$  в области отражения необыкновенной радиоволны частоты  $\nu\omega_{Be}$ . Штрихом показано минимальное значение  $\omega_{pe}^2 / \omega_{Be}^2$  для плазменных колебаний той же частоты.

Второй корень уравнения (31) в рассматриваемом случае  $(\nu - n) \ll 1$  расположен в области больших  $x \gg 1$ . Используя асимптотику  $A_n(x) \simeq 1/\sqrt{2\pi x}$ , получаем из (43)

$$F_N(x \gg 1, \nu) \simeq \frac{1}{x} \cdot \frac{n}{\sqrt{2\pi x}} \cdot \frac{1}{(\nu - n)},$$

$$x_2(\nu) \simeq \left[ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{n^2(n-1)}{(\nu-n)} \right]^{2/3}. \quad (45)$$

Из (41) следует также, что в пределе  $0 < (n-\nu) \ll 1$  минимальное значение плазменной частоты электронов оказывается близким к уровню верхнегибридного резонанса:

$$x_m(\nu) = 2 \left[ \frac{12(n-2)!}{(n^2-1)(n^2-4)} (n-\nu) \right]^{1/(n-2)},$$

$$\omega_{pe}^2(x_m)/\omega_{Be}^2 = (\nu^2 - 1) \left[ 1 - 3 \frac{x_m}{(n-1)(n+2)} \right],$$

т. е. до уровня отражения необыкновенной радиоволны не доходит.

**Порог неустойчивости.** Наличие порогового поля для возникновения неустойчивости связано с влиянием столкновительного поглощения возбуждаемых волн. Оно учитывается сомножителем  $(\nu_e/\omega_{Be})V(x, \nu)$  в выражении для  $E_{пор}^2$  (27). Расчёт показывает, что функция  $V(x, \nu)$  (28) с ростом параметра  $x$  ведёт себя немонотонно. Она возрастает от

$$V(x=0, \nu) = (\nu^2 + 1)/(\nu^2 - 1)(\nu + 1) \quad (46)$$

при  $x = 0$  до максимального значения при  $x = x_c$ , где параметр  $x_c$  определяется из уравнения (44) (в котором  $n$  — ближайшее к  $\nu$  целое число), а затем плавно убывает, вследствие убывания  $A_n(x)$ . Такое поведение  $V(x, \nu)$  подтверждается асимптотическим выражением для этой функции при  $(\nu - n)^2 \ll 1$ :

$$V(x, \nu) = \frac{n^2(n-1)}{(\nu-n)^2} \cdot \frac{1}{x} A_n(x)(1 - A_n(x)). \quad (47)$$

Учитывая, что функция  $V(x)$  имеет только один максимум, нетрудно убедиться, что минимальные пороговые поля всегда реализуются вблизи уровня отражения мощной радиоволны (13) (уменьшение  $E_{пор}$  с уменьшением концентрации электронов, вследствие убывания частоты электрон-ионных соударений, компенсируется ростом функции  $V(x, \nu)$ , см. пунктирные кривые на рис. 4). Дополнительное усиление неустойчивости связано здесь с разбуханием поля радиоволны, см. (25). Величина функции  $V(x, \nu)$  в области отражения при  $\nu_0 = \nu$  показана на рис. 4 сплошной линией. Двухзначность этой кривой связана с наличием двух корней уравнения (39):  $x_1$  и  $x_2 > x_1$ . При этом  $V(x_2, \nu)$  значительно превышает  $V(x_1, \nu)$ , особенно вдали от точки слияния корней  $\nu - n = \Delta_n$ . Штрихом на рис. 4 показаны значения  $V(x_m, \nu)$  в области с минимальной плазменной частотой электронов  $\omega_{pe}(x_m, \nu)$ , приведенной на рис. 3.

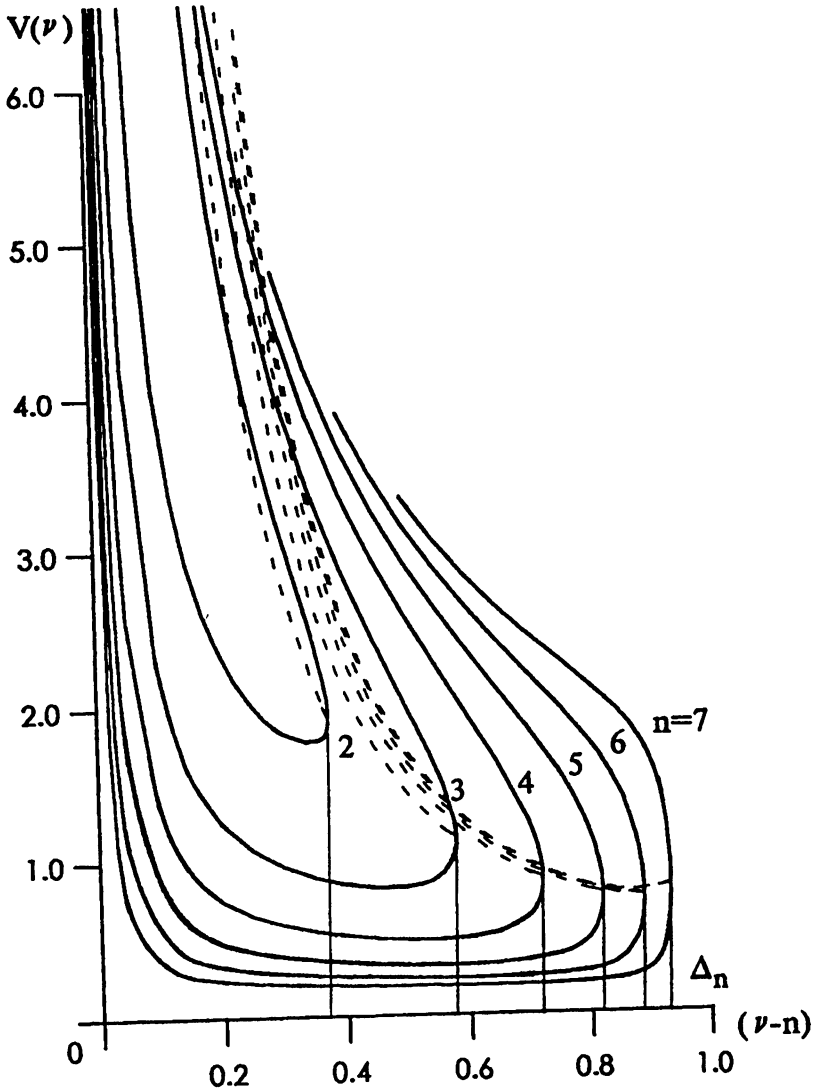


Рис. 4. Поведение коэффициента  $V(\nu)$ , определяющего пороговое поле неустойчивости (27) в области отражения необыкновенной радиоволны частоты  $\nu\omega_{Be}$ . Двузначность кривой  $V(\nu)$  соответствует двум значениям волнового числа возбуждаемых колебаний.

Согласно рис. 4, с увеличением номера gyroгармоники  $n$  минимальная величина  $\min V(\nu)$  в области (40) уменьшается, а ширина области эффективного возбуждения неустойчивости, напротив, увеличивается. Так,  $\min V \simeq 0,8$  при  $(\nu - 2) \simeq 0,35$  и  $\min V \simeq 0,25$  при  $0,2 < (\nu - 6) < 0,8$ . Со стороны больших значений  $(\nu - n)$  область "плато" с малым значением  $V(\nu) \simeq \min V$  ограничивается величиной  $\Delta_n$  (см. рис. 2), а в области малых  $0 < (\nu - n) \ll 1$  — ростом  $V(\nu)$  в окрестности gyroгармоник в соответствии с асимптотикой

$$V(x_{1,2}, \nu) \simeq 1/(\nu - n). \quad (48)$$



**Инкремент неустойчивости.** Величина инкремента  $\gamma$  (25) в надпороговом случае  $|E|^2 > E_{\text{пор}}^2$  зависит от линейного декремента возбуждаемых высокочастотных волн

$$\gamma_{\text{лин}} = \nu_e W(x, \nu). \quad (49)$$

Вычисления показывают, что входящая в  $\gamma_{\text{лин}}$  функция  $W(x, \nu)$  (29) слабо меняется при изменении параметров  $x$  и  $\nu$ , оставаясь в пределах интервала  $0,5 < W < 1$  (нижняя граница которого соответствует немагнитиченной плазме). Так, в пределе  $x = 0$  функция  $W(x = 0, \nu) = (\nu^2 + 1)/2\nu^2$ , а с уменьшением  $(\nu - n) \ll 1$  вблизи уровня отражения необыкновенной радиоволны (при  $x = x_1, x_2$ ) приближается к единице.

Ход функции  $W(\nu)$  в области отражения радиоволны показан на рис. 5 сплошной линией. Штрихом, как обычно, показана функция  $W(x_m, \nu)$  в минимуме электронной концентрации (при данном  $\nu$ ). Видно, что в области "плато" функции  $V(x_1, \nu)$  величина  $W(x_1, \nu) \simeq 0,6$ , т. е. близка к минимальному значению 0,5, соответствующему немагнитиченной плазме. Обрыв кривых для  $n = 3 - 7$  при больших значениях  $x_2 \gg 1$  связан с трудностями вычисления рядов функций Бесселя, входящих в определение  $W$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим возможность возбуждения данной неустойчивости полем необыкновенной радиоволны в условиях ионосферных экспериментов. Согласно результатам предыдущего раздела, оптимальные условия для её возникновения реализуются вблизи уровня отражения радиоволны (13) в области "плато" с малыми значениями функции  $V(x_1, \nu_0)$ , которое образуется между двумя соседними электронными гирогармониками  $n < \nu_0 = f_0/f_{Be} < (n + \Delta_n)$ , см. рис. 4. Приведём характерные значения безразмерного волнового числа  $x_1 = (k_{\perp} \rho_{Be})^2$  возбуждаемых колебаний (равного меньшему из двух корней уравнения (39)), коэффициента  $V(x_1, \nu_0)$  (28) порогового поля  $E_{\text{пор}} \sim \sqrt{V}$  (27) и коэффициента фокусировки необыкновенной радиоволны в области её отражения (25) для трёх частот  $f_0$  мощной радиоволны, расположенных между различными парами электронных гирогармоник:

$\nu_0$	2,35	4,50	6,60
$x_1(\nu_0)$	0,18	0,79	1,63
$V(x_1, \nu_0)$	1,78	0,47	0,25
$E_{\text{пор}}, [\text{В/м}]$	0,54	1,35	2,28
$P^{1/2}$	6,73	7,47	7,97

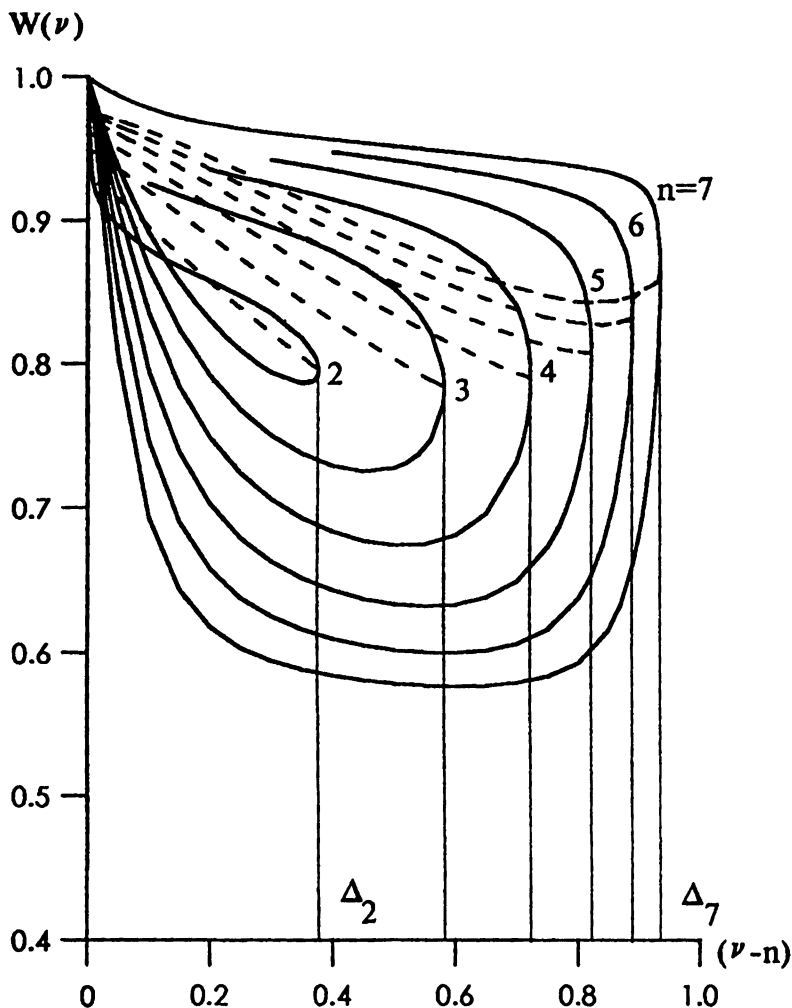


Рис. 5. Поведение коэффициента  $W(\nu)$ , описывающего столкновительный декремент  $\nu_e W$  плазменных колебаний, в тех же условиях, что и на рис. 4.

Здесь использованы характерные значения параметров плазмы в  $F$ -слое ионосферы:  $T_e = 2000^\circ$ ,  $T_i = 1400^\circ$ ,  $f_{Be} = 1,33$  МГц,  $1/\mu = 30$  км и принято, что частота соударений  $\nu_e$  определяется столкновениями электронов с ионами. Заметим, что с точностью до кулоновского логарифма (входящего в определение частоты электрон-ионных соударений) величина  $E_{пор} \sim \nu_0(\nu_0 - 1)\sqrt{V}$ . Она возрастает с увеличением частоты накачки  $f_0$  вследствие роста концентрации электронов  $N_0$  (27), несмотря на убывание коэффициента  $V(x_1, \nu_0)$  в области "плато" этой функции. В то же время протяжённость "плато" возрастает с ростом номера гирогармоник, между которыми оно расположено, см. рис. 4.

Электрическое поле радиоволны в ионосферных экспериментах на высоте  $h \simeq 250$  км при эффективной мощности радиоизлучения  $PG = 270$  МВт без учёта разбухания (фокусировки) и поглощения оказы-

вается порядка

$$|E| = \{(4/c)PG/h^2\}^{1/2} \simeq 0,7 \text{ [В/м]}.$$

Видно, что с учётом амплитудной фокусировки, описываемой коэффициентом  $\sqrt{P}$ , создаваемые поля могут превышать порог неустойчивости в диапазоне  $f_0 < 10$  МГц. Исключение составляет некоторая окрестность электронных гирогармоник  $nf_{Be}$ , в которой пороговое поле, пропорциональное мнимой части диэлектрической проницаемости возбуждаемых колебаний, резонансно возрастает, см. (27). При этом в случае  $f_0 < nf_{Be}$  (при  $f_0 \simeq nf_{Be}$ ) неустойчивость вообще не возбуждается, т. к. необходимые для её возникновения плазменные колебания в области распространения необыкновенной волны отсутствуют, см. рис. 1, 4. По этой же причине неустойчивость не возникает и в области  $f_0 < 2f_{Be}$ . Сопоставление с [1] показывает, что пороговые поля, необходимые для развития рассматриваемой неустойчивости в поле необыкновенной волны накачки, оказываются больше, чем в области отражения обыкновенной радиоволны, в результате линейной поляризации поля и малых значений коэффициента  $V = 1/\nu_0$  в последнем случае. Это обстоятельство, наряду с другими факторами, приводит к менее эффективному возмущению ионосферы необыкновенной радиоволной. Тем не менее, при существующих мощностях излучения необыкновенная радиоволна также может служить источником появления нелинейных эффектов в ионосферной плазме. О возникновении таких эффектов в спектрах искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) при одночастотном и двухчастотном нагреве сообщалось в [12, 13]. Кроме возбуждения и изменения спектра ИРИ появление волн должно приводить также к ускорению, нагреву и изменению концентрации электронов в области интенсивной генерации плазменных колебаний. Прямое доказательство генерации этих колебаний полем необыкновенной радиоволны может быть получено путём регистрации возмущений плазмы в области отражения радиоволны с помощью некогерентного радара (усиление ion line).

Главная особенность рассматриваемой неустойчивости связана с возбуждением плазменных колебаний с большим значением волнового числа  $k_{\perp} \sim \rho_{Be}^{-1}$ , которые могут распространяться в областях с пониженной плотностью плазмы, т.е. при  $\omega_{pe}^2 < \omega_{ВГР}^2 = \omega_0^2 - \omega_{Be}^2$  (здесь  $\omega_{ВГР}$  — плазменная частота электронов на уровне верхнегибридного резонанса мощной радиоволны, соответствующего длинноволновым колебаниям с  $k_{\parallel} \ll k_{\perp} \ll \rho_{Be}^{-1}$ ). Важно, что такие колебания могут возбуждаться полем обыкновенной радиоволны, несмотря на ослабление её фокусировки с понижением плотности, см. формулы (22), (23) и (31), (32) разд. 2. Эффект выдавливания плазмы, свидетельствующий о генерации плазменных колебаний обыкновенной радиоволной на высотах с  $\omega_{pe} < \omega_{ВГР}$ , был зарегистрирован в экспериментах [14]. Заметим также, что, согласно [15], гене-

рация плазменных колебаний с большим значением  $k_{\perp} \geq \rho_{Be}^{-1}$  может объяснить особенности поведения широкополосного максимума (broad upshifted maximum), возникающего в спектре искусственного радиоизлучения ионосферы в области положительных отстроек от частоты накачки [16].

## 5. В Ы В О Д Ы

Проанализирован процесс возбуждения высокочастотных колебаний ионосферной плазмы (верхнегибридных или электронно-циклотронных волн) в поле мощной радиоволны необыкновенной поляризации частоты  $f_0$  в результате индуцированного рассеяния на ионах. Этот процесс приводит к генерации коротковолновых колебаний с частотой  $f_B \simeq f_0$ , поляризованных почти ортогонально геомагнитному полю, с большим значением волнового числа  $k_{\perp}$  порядка обратного ларморовского радиуса электронов  $\rho_{Be}^{-1}$  (такие колебания могут распространяться ниже уровня отражения необыкновенной радиоволны от ионосферы). Получены выражения для инкремента неустойчивости и порогового поля  $E_{\text{пор}}$ , связанного со столкновительным поглощением возбуждаемых волн, см. (26)–(29). Показано, что порог индуцированного рассеяния в однотемпературной плазме ионосферы оказывается ниже порога трёхволнового распадного процесса с участием нижнегибридных волн, рассмотренного в [6]. Минимальные поля  $E_{\text{пор}}$  достигаются вблизи уровня отражения необыкновенной радиоволны при минимальном значении волнового числа  $k_{\perp}$  возбуждаемых колебаний. Вблизи электронных гирогармоник  $nf_{Be}$  пороговое поле резонансно возрастает. Более того, в случае когда частота радиоволны приближается к  $nf_{Be}$  с меньшей стороны, неустойчивость не возбуждается вследствие отсутствия плазменных колебаний с частотой, близкой к частоте накачки.

В оптимальных условиях ( $f_0 \neq nf_{Be}$ ) пороговое поле рассматриваемой неустойчивости оказывается порядка 1 В/м (что примерно вдвое превышает порог аналогичной неустойчивости в области отражения обыкновенной радиоволны [1]). Такие поля легко достигаются в нагретых экспериментах при учёте разбухания электрического поля радиоволны в области её отражения. С ростом частоты  $f_0$  величина порогового поля возрастает, а размеры “запрещённых” областей в окрестности электронных гирогармоник — сокращаются, см. рис. 4.

Показано, что полученные выражения, описывающие возбуждение коротковолновых плазменных колебаний полем необыкновенной радиоволны, легко обобщаются на случай обыкновенной волны накачки в области её квазипродольного распространения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Васьков В. В., Гуревич А. В. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1973. Т. 16. № 2. С. 188.
2. Митяков Н. А., Ралопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. //Геомагн. и аэронаом., 1974. Т. 14. № 1. С. 36.
3. Perkins F. W., Oberman C., Valeo E. J. //J. Geophys. Res., 1974. V. 79. № 10. P. 1478.
4. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А. и др. //Физика плазмы, 1978. Т. 4. № 6. С. 1321.
5. Васьков В. В., Гуревич А. В. //Геомагн. и аэрона., 1984. Т. 24. № 3. С. 420.
6. Будько Н. И., Васьков В. В. //Геомагн. и аэрона., 1994. Т. 34. № 3. С. 104.
7. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. — М.: Наука, 1973. — 287 с.
8. Будько Н. И., Васьков В. В. //Геомагн. и аэрона., 1992. Т. 32. № 1. С. 80.
9. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. — М.: Наука, 1970. — 207 с.
10. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967. — 552 с.
11. Васьков В. В. //Геомагн. и аэрона., 1976. Т. 16. № 2. С. 354.
12. Thide B. //Abstracts of Secon Volga Intern. Sommer School on Space Plasma Physics Nizhniy Novgorod, Russia (13-21 June), 1995. P. 67.
13. Фролов В. Л., Сергеев Е. Н., Комраков Г. П. и др. // Тез. докл. XVIII Всерос. конф. по распространению радиоволн. — Санкт-Петербург, 1996. Т. 1. С. 148.
14. Грач С. М., Комраков Г. П., Юрищев М. А., Тидэ Бу, Лейзер Т. Б. //Препринт № 418. — Нижний Новгород: НИРФИ, 1995.
15. Vas'kov V. V., Ryabova N. A. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1996. Т. 39. № 3. С. 302.
16. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M. et al. //J. Geophys. Res., 1993. V. 98. № A10. P. 17, 597.

Институт земного магнетизма,  
ионосферы и распространения  
радиоволн РАН, г. Троицк  
Московской обл., Россия

Поступила в редакцию  
10 октября 1996 г.

EXCITATION OF SHORT WAVE PLASMA OSCILLATIONS IN THE  
IONOSPHERE BY POWERFUL EXTRAORDINARY RADIO WAVE DUE  
TO INDUCED SCATTERING BY IONS

*V. V. Vas'kov, N. A. Ryabova*

Excitation of upper-hybrid or electron cyclotron plasma oscillations in the ionosphere at the frequencies close to the pump wave frequency  $f_0$  due to induced scattering of powerful extraordinary radio wave by ions was considered. The oscillations excited have a small wavelength of the order of electron gyro-radius in the orthogonal to the geomagnetic field direction. This fact makes it possible for this oscillations to propagate near and below the extraordinary radio wave reflection level. The growth rate of instability and its threshold field connected with collision dumping of plasma oscillations were found. The minimum threshold field occur near the reflection level of extraordinary pump radio wave in the case, when its frequency  $f_0$  lies between the electron gyro-harmonics  $nf_{Be}$  with the number  $n \geq 2$ . In the F-layer of the ionosphere this electric field is of the order of 1 V/m. Such a field can be easily realized in the heating experiments due to Airy swelling of radio wave in the reflection region. In the case  $f_0 \simeq nf_{Be}$ , but  $f_0 < nf_{Be}$ , the instability was not developed because of the absence of plasma oscillations with the frequency  $f_0$  in the region of extraordinary radio wave propagation (this situation occurs also in the case  $f_0 < 2f_{Be}$ ). The expressions obtained are generalized to the excitation of this instability by an ordinary radio wave in the region of its quasi-parallel propagation along the geomagnetic field. Possible applications of short wave excitation to explanation of some experimental phenomena are discussed.

УДК 533.951, 537.868

## ОБ ЭФФЕКТЕ УСИЛЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ ВУМ, ОБНАРУЖИВАЮЩЕМСЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СХЕМЫ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО НАГРЕВА ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*В. Л. Фролов<sup>1</sup>, Л. М. Ерухимов<sup>1</sup>, Г. П. Комраков<sup>1</sup>, Е. Н. Сергеев<sup>1</sup>,  
Б. Тиде<sup>2</sup>, П. А. Бернхардт<sup>3</sup>, Л. С. Вагнер<sup>3</sup>, Дж. А. Гольдстейн<sup>3</sup>,  
Г. Селчер<sup>3</sup>*

Представлены результаты измерений характеристик искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), полученные в экспериментах с использованием схемы дополнительного нагрева F-области ионосферы волнами O-поляризации. Показано, что наблюдающееся здесь усиление интенсивности широкополосного максимума ИРИ (ВУМ) может являться следствием влияния на его генерацию ускоренных в области плазменного резонанса электронов. Построена эмпирическая модель наблюдаемого явления. Из экспериментальных данных можно заключить, что ВУМ имеет сложную структуру, и только одна из его компонент даёт наблюдаемое усиление интенсивности излучения. Продемонстрированы возможности использования ИРИ в схеме дополнительного нагрева ионосферной плазмы для диагностики искусственной ионосферной турбулентности и изучения характера распространения возмущений вдоль силовых линий геомагнитного поля.

### В В Е Д Е Н И Е

Продолжающиеся более 15 лет интенсивные исследования характеристик искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), индуцируемого мощной волной O-поляризации вблизи точки её отражения, позволили выделить и исследовать отдельные компоненты в его спектре и построить эмпирические, а для некоторых компонент развить и теоретические модели их генерации. Это, в первую очередь, относится к таким обычно наблюдаемым компонентам ИРИ, как DM (downshifted maximum в зарубежной терминологии, которая будет использоваться нами ниже для обозначения компонент ИРИ) [1–7], BC (broad continuum) [2, 3, 5–7], NC (narrow continuum) [5–8] и ВУМ (broad upshifted maximum), генерация которого наблюдается, когда частота волны накачки (ВН) немного превышает частоту гармоники гирорезонанса [1, 6, 7, 9–12]. Чувствительность характеристик ИРИ к изменению условий взаимодействия ВН с плазмой обуславливает то важное место, которое оно стало занимать в последнее

время в качестве одного из основных методов диагностики процессов, происходящих в модифицированной мощной радиоволной ионосфере.

Использовать ИРИ в качестве средства диагностики характеристик искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) предложено давно. Отметим здесь работу [1], где рассматривались возможности изучения свойств различного типа параметрических неустойчивостей, работы [3, 13, 14], в которых предложен метод измерения характеристик развития мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН) с помощью ИРИ, и работы [15–17], где на основе измерения характеристик эволюции излучения разработан метод измерения времён развития и релаксации высокочастотной плазменной турбулентности (ВПТ). В последние годы в проводимых исследованиях для диагностики ИИТ широкое применение нашла также схема дополнительного нагрева ионосферы второй мощной радиоволной [3, 7, 13, 14, 27, 52], позволяющая в ряде случаев выделить на фоне других и изучить в деталях влияние определённого параметра плазмы или её возмущённости на характер развития взаимодействия с ней мощной электромагнитной волны.

В предлагаемой работе рассматриваются результаты экспериментальных исследований обнаруженного в [18] эффекта усиления генерации ВУМ при дополнительном нагреве ионосферной плазмы второй мощной радиоволной О-поляризации. Эти измерения были начаты на стенде “Сура” (НИРФИ, Н. Новгород, Россия) во время совместного российско-шведского эксперимента в мае 1993 г. [12, 18]. С целью более детального изучения характеристик наблюдаемого явления его исследование было продолжено во время российско-американского эксперимента в марте-апреле 1995 г. [19]. На основе результатов выполненных исследований в работе разработана эмпирическая модель этого эффекта и предложена его возможная интерпретация.

В первом разделе работы рассмотрена методика постановки экспериментов с использованием дополнительного нагрева плазмы. Второй раздел посвящён анализу полученных экспериментальных данных, обсуждение которых приведено в третьем разделе. В Заключение рассмотрены возможные пути развития исследований характеристик ИИТ при использовании схемы дополнительного нагрева ионосферной плазмы.

## 1. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО НАГРЕВА ИОНОСФЕРЫ

Метод дополнительной модификации ионосферной плазмы с помощью второй мощной радиоволны включает в себя следующее. В такого рода измерениях одна ВН О-поляризации (ВН-1), выполняющая роль диагностической волны, излучается в непрерывном или квазинепрерывном режиме и используется для возбуждения ИРИ, которое служит здесь как



средство диагностики ИИТ. Её мощность выбирается из условий проведения измерений так, чтобы инициируемое ею искусственное излучение достаточно устойчиво регистрировалось, но при этом имело ненасыщенный характер. Последнее необходимо, чтобы ИРИ имело возможность наиболее адекватно отражать изменения в условиях взаимодействия ВН с плазмой. Вторая волна (ВН-2) используется для создания дополнительных возмущений в ионосфере. При этом её временной режим излучения, частота, мощность и поляризация выбираются исходя из условий решения поставленной задачи. Варьируя эти параметры ВН-2, мы можем создавать искусственные возмущения выбранного типа с определёнными и контролируемыми свойствами на заданном расстоянии выше или ниже области генерации ИРИ от первой ВН. Эти возмущения, достигая при своём распространении вдоль силовых линий геомагнитного поля области взаимодействия ВН-1 с плазмой, будут изменять характер развития возбуждаемой здесь ИИТ, что отразится в изменении характеристик ИРИ. По этим изменениям судится о влиянии того или иного фактора (МИИН, температуры  $T_e$ , ускоренных электронов и т. п.) на генерацию различных компонент излучения, а следовательно — на развитие соответствующих им неустойчивостей. Такая схема измерений позволяет также исследовать характер эволюции и распространения собственно дополнительных возмущений. Отметим, что в такой постановке эксперимента не предъявляется жёстких требований к мощности диагностической волны (ВН-1), как, например, в случае схемы диагностического ИРИ [13, 14]. Однако её возможное влияние на свойства дополнительно создаваемых возмущений необходимо всегда принимать во внимание при интерпретации результатов выполненных измерений.

При проведении экспериментов с дополнительным нагревом ионосферной плазмы, если не решаются какие-либо специальные задачи, разность частот между ВН-1 и ВН-2 выбирается, как правило, не меньше 200–300 кГц, чтобы исключить пространственное перекрытие их резонансных областей (областей, где происходит развитие параметрических неустойчивостей и генерация высокочастотной и низкочастотной плазменных турбулентностей [20, 32, 33]) и свести к минимуму их взаимное влияние, например, через развитие эффекта аномального ослабления (АО) [7, 20, 24]. Этим она отличается от схемы, так называемой, двухчастотной накачки, в которой разность по частоте лежит, как правило, в интервале от долей килогерца до десятков килогерц.

Суммируя результаты уже выполненных экспериментов с использованием схемы дополнительного нагрева плазмы мощной радиоволной, мы можем констатировать [7], что характер развития наблюдаемых при этом явлений зависит от таких факторов, как:

– мощность диагностической волны (ВН-1), используемой для генерации ИРИ;

- мощность волны, индуцирующей дополнительные возмущения плазмы (ВН-2);
- схема излучения ВН-2;
- соотношение  $f_{ВН-1}$  и  $f_{ВН-2}$ ;
- ионосферные условия и предыстория воздействия.

Определение степени влияния каждого из этих факторов на результаты выполняемых измерений представляет в каждом конкретном случае свою отдельную задачу, полнота решения которой в существенной мере определяет правильность последующей интерпретации полученных данных. Это является принципиальным моментом в использовании данного метода диагностики ИИТ.

В заключение отметим, что при использовании ИРИ в качестве средства диагностики ИИТ важным является осуществление контроля за его ДМ-компонентой, хорошо выделяющейся и практически всегда наблюдающейся в спектре излучения на отстройках  $\Delta f^- \simeq 10-15$  кГц, поскольку её эволюция прямо определяется развитием МИИН и может использоваться для разделения во времени развивающихся в плазме процессов [2, 3, 5, 7, 14, 21, 26, 52]\*. Последнее, что очень важно, позволяет выделять среди различных факторов влияние МИИН с  $l_{\perp} \lesssim 30$  м на генерацию других компонент ИРИ и развитие ВПТ в целом.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 2.1. Анализ результатов измерений, выполненных в мае 1993 г.

Рассматриваемые в этом разделе измерения были выполнены на стенде "Сура" 21–23 мая 1993 г. во время совместных с IRF (Uppsala, Sweden) экспериментов [18]. Измерения проводились вблизи 4 и 5 гирогармоник. Один модуль нагревного стенда излучал непрерывную волну  $O$ -поляризации (ВН-1) на частоте  $f_1 - n f_{He} \simeq 20-60$  кГц, и в спектре ИРИ в области положительных отстроек  $\Delta f^+ \simeq 15-150$  кГц наблюдалась генерация мощного широкополосного излучения — ВУМ [6, 7, 9, 10]. Максимальная мощность ВН-1 в этих измерениях составляла  $P_{0,1} = 24$  МВт. Два других модуля работали в синхронном режиме и излучали импульсы  $O$ -поляризации мощностью до 100 МВт (ВН-2) с различной их длительностью и периодом повторения.

На рис. 1 приведён типичный для вечерних условий проведения измерений пример эволюции излучения для ДМ ( $\Delta f^- = 9$  кГц) и ВУМ ( $\Delta f^+ = 23$  кГц), когда частота ВН-2 была приблизительно на 300 кГц выше  $f_1$  и дополнительный нагрев осуществлялся по схеме 10 с — вкл.,

\*Здесь и далее мы используем индексы + и – для обозначения знака отстройки частоты излучения  $\Delta f$  относительно частоты ВН.

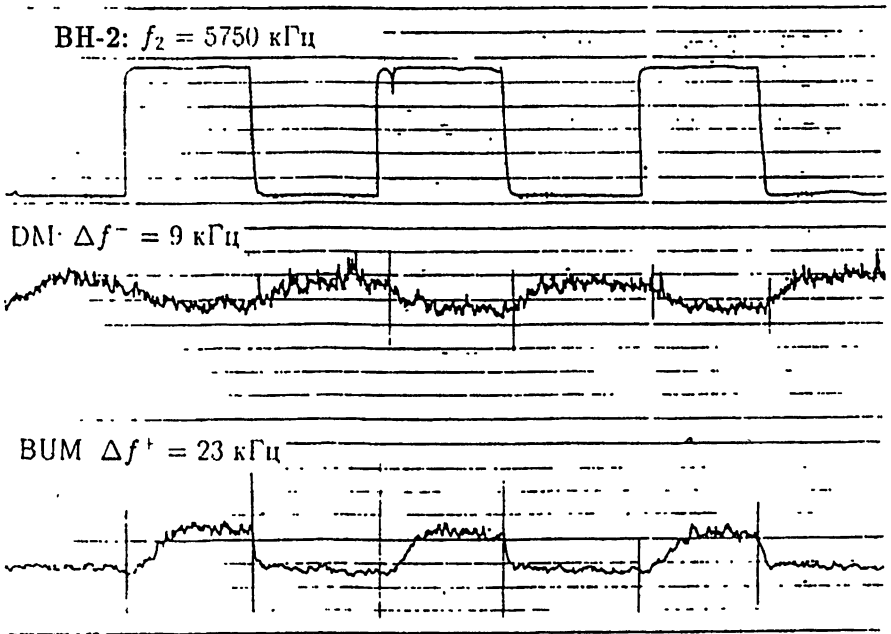


Рис. 1. Осциллограммы сигналов ИРИ в областях DM ( $\Delta f^- = 9$  кГц) и BUM ( $\Delta f^+ = 23$  кГц), инициируемого непрерывной диагностической волной на частоте  $f_1 = 5440$  кГц ( $P_{\text{э}1} \approx 24$  МВт), при дополнительном нагреве ионосферы на частоте  $f_2 = 5750$  кГц ( $P_{\text{э}2} \approx 100$  МВт) в режиме [+10 с, -10 с]. 22 мая 1993 г.,  $T = 18^{52}$  LT.

10 с — выкл. (или [+10 с, -10 с]). Здесь и на последующих приводимых осциллограммах принимаемых сигналов ИРИ моменты включения и выключения ВН-2 дополнительно помечены вертикальными штрихами, поскольку имело место несовпадение нулей перьев самописца по различным каналам регистрации. Из рис. 1 видно, что включение ВН-2 оказывает прямо противоположное влияние на DM и BUM: наблюдается ослабление интенсивности DM приблизительно на 3 дБ с характерными временами уменьшения и восстановления  $\sim 2-3$  с и, наоборот, усиление BUM с характерным временем роста как и для DM,  $\sim 2 \div 3$  с, но с существенно более быстрой релаксацией этого добавочного излучения за время  $\sim 0,2$  с. Согласно полученным данным, эффект усиления BUM наиболее сильно выражен при небольших расстройках частоты ВН от гармоника гирорезонанса ( $f_1 - n f_{\text{H}e} \lesssim 30-40$  кГц), т.е. в области, где имеет место слабая зависимость частоты максимума интенсивности BUM от  $f_{\text{ВН}}$  и наблюдается достаточно узкий спектр излучения с максимумом интенсивности на отстройках  $\Delta f^+ \approx 20-30$  кГц [7, 11, 12, 30]. Это усиление обнаруживается по всему спектру BUM за исключением области cut-off

( $\Delta f_{cut-off}^+ \simeq 10-15$  кГц), характеризуемой резким ростом интенсивности ВУМ с увеличением частоты ВН [6, 9]. При этом отмечается увеличение времён его развития и уменьшение величины эффекта с ростом  $\Delta f^+$ . Усиление ВУМ при дополнительном нагреве наблюдается только при достаточно высоких уровнях мощности ВН-2: он значительно ослабевал при переходе от полной мощности подогрева  $P_{o2} = 100$  МВт к 50 МВт и практически исчезал при  $P_{o2} = 25$  МВт.

Важным, с точки зрения прояснения сути наблюдаемого явления, является обнаруженная быстрая релаксация инициируемого ВН-2 излучения в области ВУМ, которая имела в этих измерениях характерные времена порядка 0,1–0,3 с (иногда возможно и меньше). Отметим, что с точностью регистрации ( $\sim 0,1$  с) здесь не наблюдалось какой-либо задержки начала уменьшения интенсивности излучения относительно момента выключения импульса ВН-2.

В результатах, представленных на рис. 1, ослабление ДМ естественно связывать с увеличением рассеяния на МИИН выходящего из возмущённой области (ВО) ионосферы излучения, известного как эффект АО [3, 20, 31]. При этом, исходя из характерных времён наблюдаемого эффекта и с учётом результатов [3, 7, 13, 14, 20–22], это дополнительное поглощение должно определяться усилением метровых ( $l_{\perp} \simeq 3-5$  м) неоднородностей вблизи уровня взаимодействия ВН-1 с плазмой. Из схожести временной эволюции сигналов для ДМ и ВУМ при включении ВН-2 можно было бы заключить, что рост интенсивности излучения в области ВУМ может быть обусловлен усилением метровых неоднородностей в области его генерации. Однако быстрая релаксация этого добавочного излучения показывает, что эти неоднородности не являются здесь прямой и единственной причиной появления наблюдаемого эффекта.

Рассмотрим представленные на рис. 2 результаты измерений вблизи пятой гармоники гирочастоты электронов при различной мощности диагностической волны (ВН-1). В отличие от представленных на рис. 1 данных, эти измерения были выполнены в дневное время суток. Легко видеть, что здесь при полной мощности ВН-1 ( $P_{o1} = 24$  МВт) изменение уровня излучения ВУМ, индуцируемого ВН-2, весьма незначительно и показывает даже небольшое уменьшение его интенсивности. При  $P_{o1} = 3$  МВт наблюдается аналогичный вечерним условиям эффект усиления интенсивности ВУМ при включении ВН-2 с быстрой релаксацией дополнительного излучения после её выключения. Однако здесь рост излучения происходит более быстро и уже в течение 3-секундного импульса ВН-2 отмечается появление overshoot-эффекта — уменьшения интенсивности принимаемого излучения после фазы его максимального развития.

Ещё более сложная динамика ВУМ наблюдается при наиболее низком уровне мощности ВН-1,  $P_{o1} = 1,5$  МВт, где можно выделить, по крайней мере, пять этапов его эволюции:

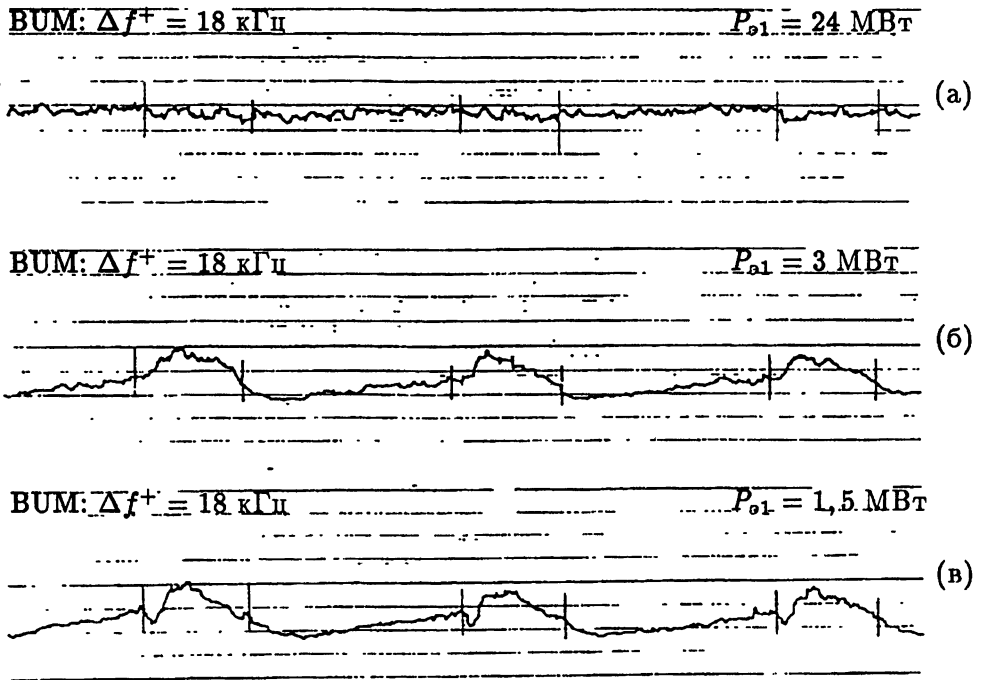


Рис. 2. Зависимость характера эволюции интенсивности ВУМ ( $\Delta f^+ = 18 \text{ кГц}$ ) от мощности инициирующей это излучение непрерывной диагностической волны  $P_{01} = 24, 3$  и  $1,5 \text{ МВт}$  (панели а, б и в, соответственно), излучаемой на частоте  $f_1 = 6700 \text{ кГц}$ . Дополнительный нагрев ионосферы осуществлялся на частоте  $f_2 = 7000 \text{ кГц}$  ( $P_{02} = 100 \text{ МВт}$ ) в режиме  $[+3 \text{ с}, -7 \text{ с}]$ . 23 мая 1993 г.,  $T = 10^{00} - 10^{15} \text{ LT}$ .

- 1) начальное ослабление интенсивности излучения в первые  $0,5 \text{ с}$  после включения ВН-2;
- 2) генерация дополнительного излучения, индуцированного ВН-2;
- 3) достаточно плавное уменьшение интенсивности излучения ещё при включённой ВН-2;
- 4) быстрая релаксация дополнительного излучения после выключения ВН-2, при этом уровень ИРИ падает ниже стационарного уровня излучения в отсутствие дополнительного воздействия;
- 5) последующее плавное восстановление интенсивности ВУМ до стационарного уровня за время  $\gtrsim 7 \text{ с}$ .

В этих измерениях, в отличие от представленных на рис. 1 данных, обнаруживается резкое кратковременное начальное уменьшение интенсивности ВУМ сразу после включения импульса ВН-2. Этот эффект, как демонстрирует рис. 3, более ярко выражен при достаточно коротких ( $\tau_{\text{и}} \simeq 1 \text{ с}$ ) импульсах ВН-2 и сопровождается всплеском излучения в обла-

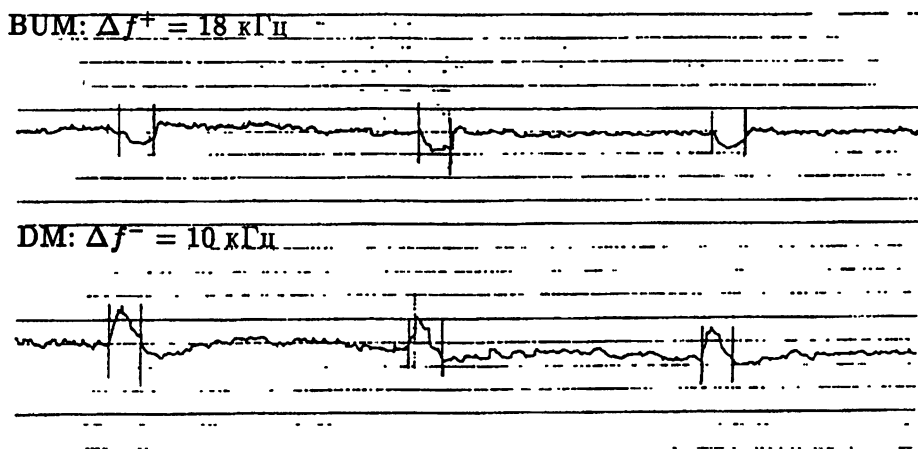


Рис. 3. Осциллограммы сигналов ИРИ в областях DM ( $\Delta f^- = 10$  кГц) и BUM ( $\Delta f^+ = 18$  кГц), инициируемого непрерывной диагностической волной на частоте  $f_1 = 6700$  кГц ( $P_{01} = 3$  МВт), при дополнительном нагреве ионосферы на частоте  $f_2 = 7000$  кГц ( $P_{02} = 100$  МВт) в режиме [+1 с, -9 с]. 23 мая 1993 г.,  $T = 10^{21}$  LT.

сти DM, где на более позднем этапе развития ИИТ, как и на рис. 1, наблюдается уменьшение его интенсивности вследствие усиления индуцируемого ВН-2 поглощения. Здесь находит своё отражение двойственность влияния МИИН на генерацию ИРИ, которые, как было установлено ранее в [3, 13, 14, 31], с одной стороны, выступают как "источник", определяя для таких, например, компонент ИРИ, как DM и BC, уровень их генерации, а с другой — как "депрессор", который за счёт эффекта АО ослабляет интенсивность излучения при его выходе из ВО ионосферы. В рассматриваемом случае эволюция DM может быть связана с генерацией за счёт ВН-2 интенсивных МИИН с  $l_{\perp} \lesssim 3$  м на начальном этапе взаимодействия мощной волны с плазмой (на стадии развития быстрого аномального ослабления — БАО) [7, 23]. Подтверждением этого вывода служат результаты измерений с различной длительностью импульсов излучения ВН-2, показавшие отсутствие такого влияния дополнительного нагрева на характеристики ИРИ при  $\tau_{\text{и}} \lesssim 0,3$  с, т. е. при  $\tau_{\text{и}} < \tau_{\text{БАО}} \approx 0,5$  с.

Следовательно, начальное резкое уменьшение интенсивности излучения в области BUM может определяться дополнительным быстрым АО, как это, например, имеет место при эффекте переноса амплитудной модуляции ВН на пробные волны [24], в то время как эти же неоднородности приводят здесь к усилению генерации DM. Последнее является дополнительным свидетельством различного влияния МИИН на развитие DM и BUM. В этих измерениях ключевым моментом является то, что ВН-1, имея малую мощность, создаёт достаточно слабую (ненасыщен-

ную) мелкомасштабную турбулентность, которая не подавляет развитие эффекта БАО и способна гибко реагировать на дополнительные возмущения, вызываемые ВН-2. Существенным здесь также является выбор оптимального режима излучения ВН-2 для создания сильной начальной ИИТ: достаточно высокий уровень мощности ВН, превышающий порог развития БАО ( $P_{\text{пор(БАО)}} \simeq 5 \text{ МВт}$ ), и выбор частоты модуляции ВН-2  $F_{\text{мод}} = 0,05 \text{ Гц}$  в области модуляционного провала, где наблюдается подавление генерации декаметровых и усиление метровых неоднородностей [7, 25, 26]. Возможно также, что в этом эксперименте реализовались условия генерации экстремально сильных метровых неоднородностей, как это было обнаружено в [51].

На рис. 4 приведён пример регистрации ИРИ, когда частота ВН-2 ( $f_2$ ) была на 280 кГц ниже частоты диагностической волны. Здесь амплитуда ДМ ( $\Delta f^- = 8,5 \text{ кГц}$ ) отражает развитие и релаксацию иницируемого ВН-2 эффекта АО с характерными временами его эволюции  $\sim 2-3 \text{ с}$ . Излучение в области ВУМ ( $\Delta f^+ = 23 \text{ кГц}$ ), помимо эффекта АО, показывает также увеличение амплитуды сигнала в течение первой секунды дополнительного воздействия, которое более хорошо проявляется для сеанса, представленного на панели (б). Выполненные в более широком диапазоне расстроек измерения, показали, что при увеличении разности частот между ВН-1 и ВН-2 до 600 кГц никакого влияния дополнительного нагрева ни на ДМ, ни на ВУМ не обнаруживалось. Последнее позволяет заключить, что в этих измерениях область пространственной локализации наблюдаемых возмущений имела протяжённость по вертикали  $\sim 10 \text{ км}$ .

В заключение отметим, что на усиление ВУМ при дополнительном нагреве ионосферной плазмы оказывает влияние эффект последствия, когда уменьшение паузы излучения ВН-2 приводит к ускорению развития дополнительного излучения. При этом более сильно изменяется не темп роста сигнала, а время задержки его появления на фоне излучения, генерируемого только диагностической волной в отсутствии дополнительного нагрева.

Таким образом, рассмотренные выше эксперименты определённо продемонстрировали, что непосредственное влияние МИИН на эволюцию ВУМ проявляется, в первую очередь, через усиление поглощения выходящего из ВО ионосферы излучения, в то время как увеличение интенсивности ВУМ, индуцируемое ВН-2, хотя и имеет такие же как и для МИИН времени развития, напрямую ими не обуславливается, и необходимо рассматривать иную причину наблюдаемого явления, чем прямое усиление генерации ВУМ за счёт увеличения интенсивности неоднородностей в области взаимодействия ВН-1 с плазмой. Сразу следует отметить, что, исходя из характерных времён развития и, особенно, релаксации этого дополнительного излучения, оно не может быть результатом роста средней температуры электронов в ВО ионосферы или являться следствием

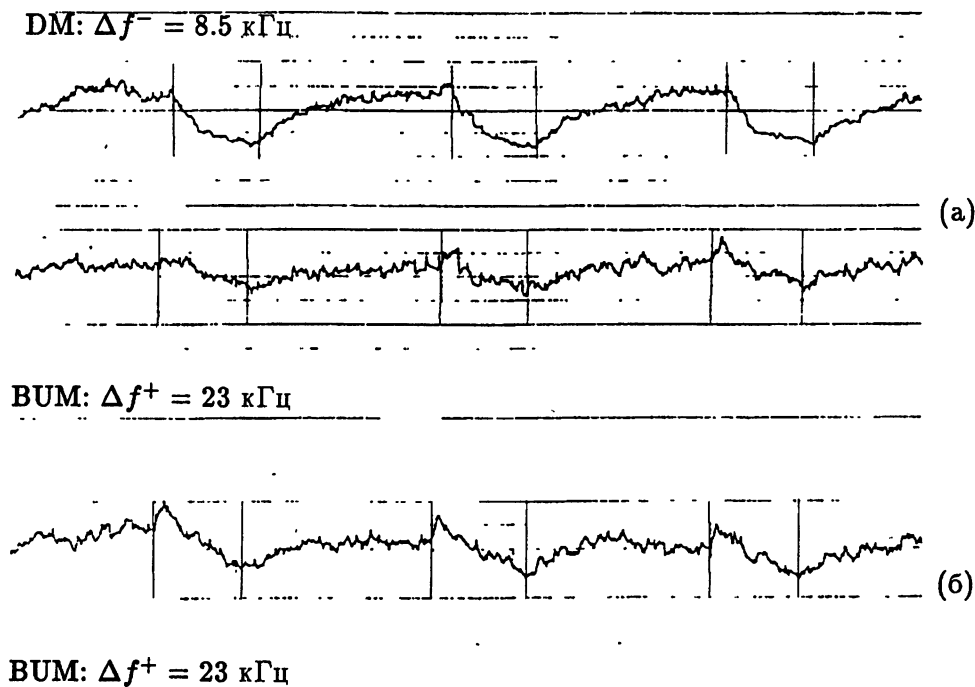


Рис. 4. Осциллограммы сигналов ИРИ в областях DM ( $\Delta f^- = 8,5$  кГц) и BUM ( $\Delta f^+ = 23$  кГц), инициируемого непрерывной диагностической волной на частоте  $f_1 = 5385$  кГц ( $P_{e1} = 20$  МВт), при дополнительном нагреве ионосферы на частоте  $f_2 = 5105$  кГц ( $P_{e2} = 80$  МВт) в режиме [+3 с, -7 с]. 22 мая 1993 г.,  $T = 19^{39}$  LT (панель а) и  $T = 19^{41}$  LT (панель б).

создания здесь крупномасштабных градиентов концентрации плазмы. Не может быть это также и результатом влияния на генерацию ВПТ искусственной периодической решётки плотности плазмы, создаваемой в поле стоячей волны [29], хотя бы потому, что эффект усиления BUM, как это следует из данных, представленных на рис. 4, наблюдается и при  $f_1 > f_2$ .

## 2.2. Анализ результатов измерений, выполненных в марте – апреле 1995 г.

Исследования особенностей эволюции BUM при дополнительном нагреве ионосферной плазмы мощной волной *O*-поляризации были продолжены во время совместного российско-американского эксперимента в марте – апреле 1995 г. [19]. В этих измерениях для генерации ИРИ использовалась волна *O*-поляризации мощностью  $P_{e1} = 20$  МВт, частота которой  $f_1 = 5400$  кГц была немного выше значения четвертой гармоники гирочастоты электронов, и в спектре ИРИ наблюдалась генерация BUM.



ВН-1 излучалась по схеме 1,5 с — вкл., 0,5 с — выкл., что давало возможность выполнить сравнительный анализ характеристик развития и релаксации излучения после её включения и выключения в условиях как в отсутствии подогрева, так и при дополнительной модификации ионосферной плазмы. Для создания дополнительных возмущений использовалась мощная волна  $O$ -поляризации с  $P_{0,2} = 80$  МВт, излучаемая на частоте  $f_2 = 5752$  кГц. Как правило, для неё использовалась схема излучения 10 с — вкл., 10 с — выкл. Помимо этих были выполнены также контрольные измерения вдали от гармоник гирорезонанса, когда диагностическая волна, стимулирующая генерацию ИРИ, излучалась на частоте  $f_1 = 4785$  кГц ( $P_{0,1} = 20$  МВт), а дополнительное воздействие осуществлялось на частоте  $f_2 = 5105$  кГц ( $P_{0,2} = 80$  МВт).

На рис. 5 для условий вечерней ионосферы показаны осциллограммы принимаемых сигналов для ВУМ ( $\Delta f^+ = 24$  и  $37$  кГц, отстройка  $+24$  кГц здесь была близка к частоте спектрального максимума интенсивности ВУМ) и ДМ ( $\Delta f^- = 11$  кГц) для двух циклов включения ВН-2. Из рисунка хорошо видно, что при включении дополнительного нагрева в первые 2–3 с наблюдается рост амплитуды ВУМ (на 6–10 дБ относительно его уровня в паузу излучения ВН-2) с последующим некоторым её уменьшением, более сильным для больших положительных отстроек. Не отмечено каких-либо резких изменений интенсивности принимаемого излучения непосредственно при включении ВН-2. В этих измерениях (см. также рис. 6) добавочное излучение после выключения ВН-2 релаксировало с характерным временем  $\sim 60$  мс до уровня более низкого, чем в отсутствие подогрева с последующим его восстановлением. Последнее, как и ранее, может быть связано с поглощением индуцируемого только ВН-1 излучения за счёт вызванного ВН-2 эффекта АО, релаксация которого здесь продолжается в течение всей 10-секундной паузы.

В данной серии измерений, как и в [52], включение дополнительного нагрева ионосферной плазмы приводило к некоторому усилению интенсивности ДМ, вследствие увеличения интенсивности МИИН в области его генерации. Однако важно отметить, что выключение ВН-2 сопровождалось здесь кратковременным (в течение  $\sim 200$ – $400$  мс) всплеском его интенсивности с точно таким же характерным временем роста  $\sim 60$  мс, как и время релаксации дополнительного излучения в области ВУМ. Последнее демонстрирует рис. 6, где представлено усреднённое по нескольким циклам измерений поведение интенсивностей ВУМ ( $\Delta f^+ = 24$  кГц, панель а) и ДМ ( $\Delta f^- = 11$  кГц, панель б). Здесь  $t = 10\,000$  мс соответствует времени выключения импульса ВН-2. Из рисунка также можно заключить, что в этих измерениях время задержки начала изменения интенсивности обеих компонент ИРИ после выключения дополнительного нагрева не превышало 10 мс.

Дополнительное воздействие на ионосферную плазму с помощью мощ-

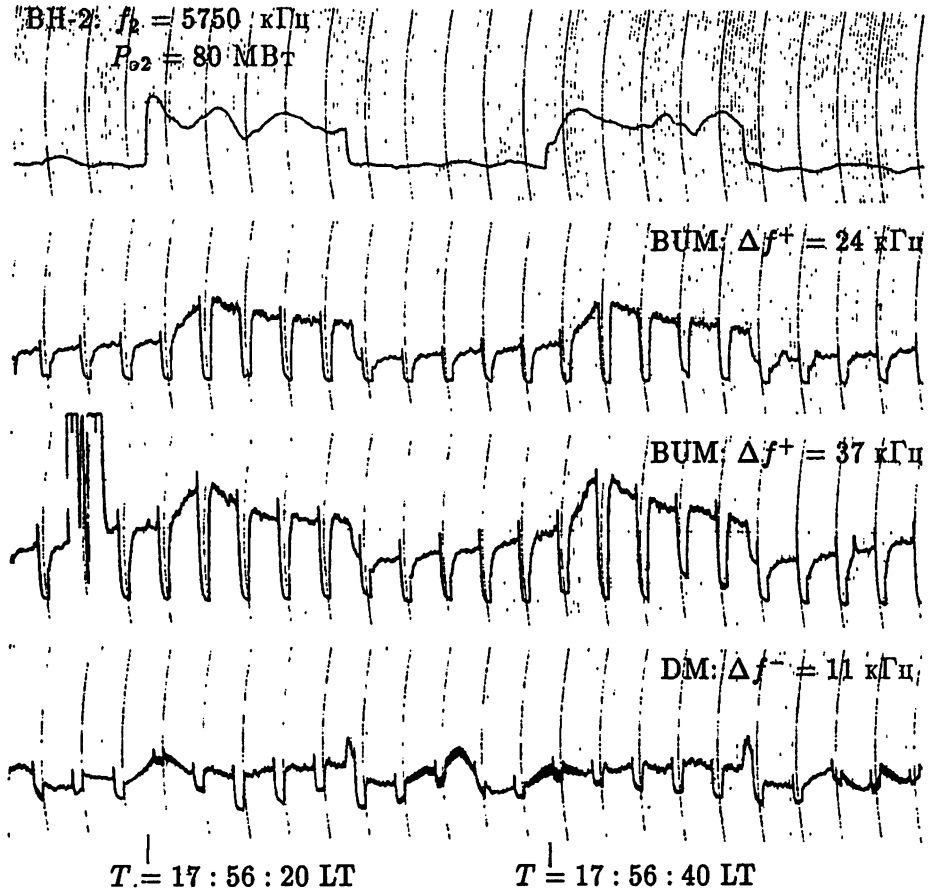


Рис. 5. Осциллограммы сигналов ИРИ в областях DM ( $\Delta f^- = 11$  кГц) и BUM ( $\Delta f^+ = 24$  кГц и  $37$  кГц), инициируемого диагностической волной, излучаемой на частоте  $f_1 = 5400$  кГц ( $P_{01} = 20$  МВт) по схеме  $[+1,5$  с,  $-0,5$  с]. Дополнительный нагрев ионосферы осуществлялся на частоте  $f_2 = 5750$  кГц ( $P_{02} = 80$  МВт) в режиме  $[+10$  с,  $-10$  с]. 22 апреля 1995 г.,  $T \approx 17^{56}$  LT.

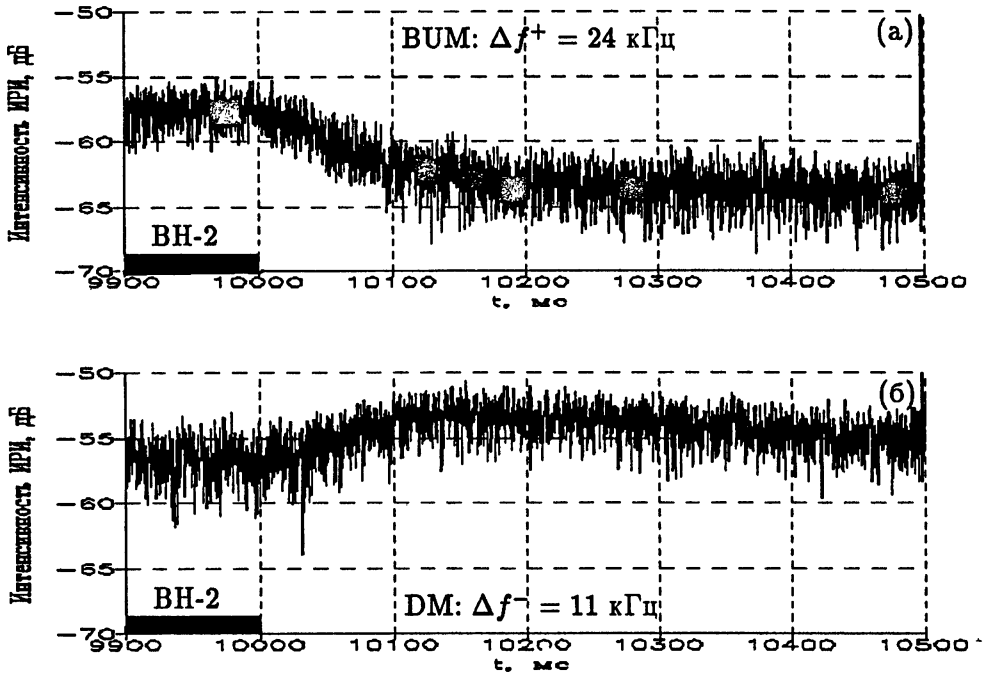


Рис. 6. Характер эволюции интенсивности ИРИ для BUM ( $\Delta f^+ = 24$  кГц, панель а) и DM ( $\Delta f^- = 11$  кГц, панель б) после выключения импульса дополнительного нагрева в  $t = 10\,000$  мс (по данным сеанса измерений, представленного на рис. 5).

ной волны *O*-поляризации приводит к изменению характеристик развития и релаксации излучения в области BUM, определяемых по его эволюции после включения и выключения импульсов диагностической волны (ВН-1). Так во время дополнительного нагрева имеет место значительное увеличение характерных времён его релаксации с  $\tau_{\text{рел}} \simeq 0,5\text{--}0,8$  мс (ВН-2 выключена) до 1–2 мс (ВН-2 включена). При включённой ВН-2 бóльшие времена релаксации наблюдаются на временах, когда регистрируется максимальная интенсивность BUM, т. е. спустя 2–6 с после включения ВН-2 для представленного на рис. 5 сеанса. Такое изменение значений  $\tau_{\text{рел}}$  демонстрирует рис. 7, где приведён характер релаксации сигнала BUM для  $\Delta f^+ = 24$  кГц в паузу излучения ВН-2 за 1,5 с перед её включением ( $t = 18490\text{--}18530$ , панель а) и спустя 4,5 с после начала дополнительного воздействия ( $t = 4490\text{--}4530$ , панель б). Отметим, что уже через 1 с после окончания дополнительного нагрева времена релаксации излучения в области BUM имели свои типичные невозмущённые значения. Во время дополнительного воздействия вместе с увеличением времён релаксации наблюдалось также ускорение развития BUM с нескольких миллисекунд в

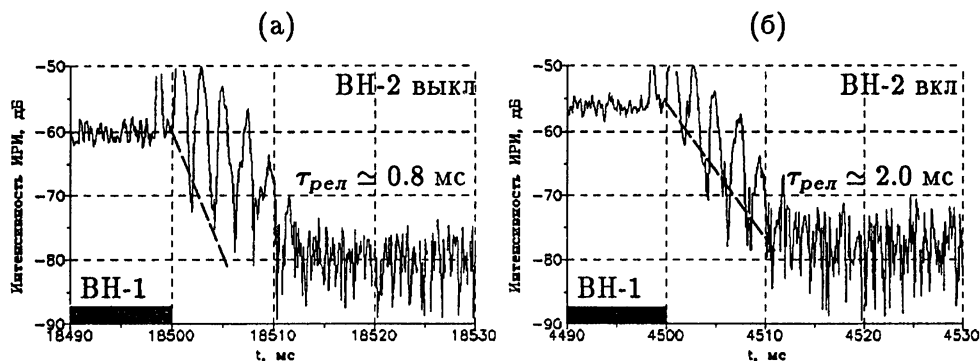


Рис. 7. Примеры релаксации сигналов ИРИ для его VUM-компоненты ( $\Delta f^+ = 24$  кГц) за 1,5 с до включения импульса дополнительного нагрева (панель а) и спустя 4,5 с после его включения (панель б) (по данным сеанса измерений, представленного на рис. 5).

паузу излучения ВН-2 до  $\lesssim 1$  мс во время её излучения.

По измерениям вдали от гирогармоники ( $f_1 = 4785$  кГц,  $f_2 = 5105$  кГц) отмечалось небольшое увеличение времени релаксации сигнала для DM и ВС, которое составляло не более 20% и 10%, соответственно. Вместе с этим в этих измерениях было обнаружено, что для ВС имеет место значительное (в 2–3 раза) уменьшение времён задержки начала релаксации, которые в обычных условиях могут достигать значений  $\tau_{\text{зад}} \approx 3\text{--}6$  мс [15, 16].

На рис. 8 приведены осциллограммы сигналов ИРИ для областей DM ( $\Delta f^- = 11$  кГц) и VUM ( $\Delta f^+ = 46$  кГц), когда диагностическая волна излучалась на частоте  $f_1 = 5456$  кГц ( $P_{0,1} = 10$  МВт), а дополнительное воздействие осуществлялось на частоте  $f_2 = 5828$  кГц ( $P_{0,2} = 80$  МВт) по схеме 30 с — вкл, 30 с — выкл. Отметим, что эти эксперименты проводились в условиях дневной ионосферы. В этих измерениях не наблюдалось эффекта усиления VUM при включении ВН-2, а, наоборот, имело место значительное его ослабление при параллельном небольшом усилении, как и в [52], интенсивности DM. Анализ эволюции обеих компонент ИРИ при включении и выключении дополнительного нагрева даёт основание считать, что здесь для VUM мы имеем дело с ростом эффекта АО, инициируемого ВН-2. Для этих измерений можно отметить несколько причин отсутствия эффекта усиления генерации VUM. Во-первых, они проводились в условиях, когда частота диагностической волны была на 50–60 кГц выше частоты гармоники гирорезонанса, в то время как ранее рассмотренные эксперименты выполнялись, когда  $f_1 - n f_{\text{He}} \approx 20\text{--}30$  кГц. Здесь не исключено, что, как отмечалось в [12], свойства VUM и, как следствие этого, его реакция на дополнительный нагрев плазмы зависят от величины расстройки частоты диагностической волны от гармоники гирорезонанса. Во-вторых, здесь возможно также сказываются особен-

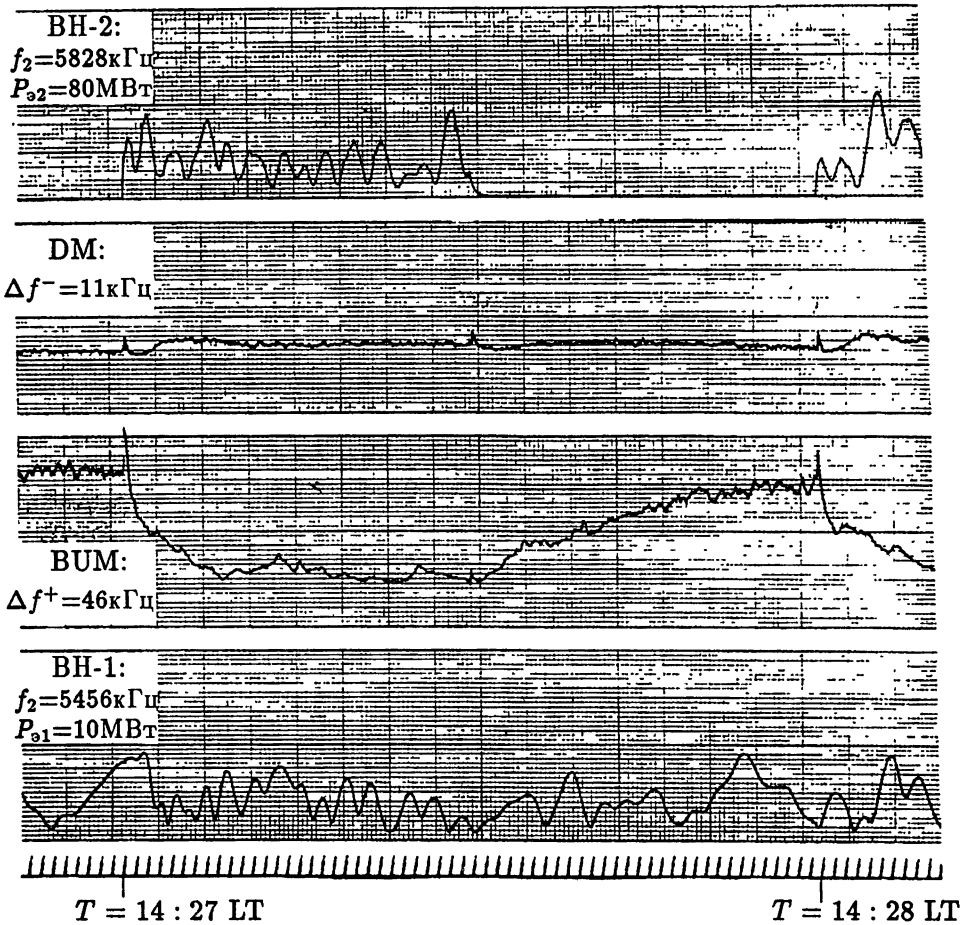


Рис. 8. Осциллограммы сигналов ИРИ в областях DM ( $\Delta f^- = 11\text{кГц}$ ) и BUM ( $\Delta f^+ = 46\text{кГц}$ ), инициируемого непрерывной диагностической волной на частоте  $f_1 = 5456\text{кГц}$  ( $P_{31} = 10\text{МВт}$ ), при дополнительном нагреве ионосферы на частоте  $f_2 = 5828\text{кГц}$  ( $P_{32} = 80\text{МВт}$ ) в режиме [+30 с, -30 с]. 26 марта 1995 г.,  $T = 14^{27} - 14^{28} \text{ LT}$ .

ности дневной ионосферы, в которой, хотя эффект усиления BUM обычно и наблюдается, но он может быть выражен слабее, чем в вечерних условиях, сильно завися от мощности ВН (см., например, рис. 2). Наконец, схема излучения ВН-2 [+30 с, -30 с] заведомо не является оптимальной для такого рода измерений, т. к. она, как правило, приводит к перегреву ионосферной плазмы и появлению сильных эффектов последствия [7, 25], влияние которых на эффект усиления BUM ещё предстоит исследовать. Напротив, используемая в других измерениях схема излучения с более короткими импульсами нагрева обладает рядом преимуществ, поскольку она обеспечивает подавление генерации декаметровых МИИН с одновременной интенсификацией метровых, что оказывает существенное влияние

на характер развития ИИТ [7, 21, 26]. Однако ещё раз отметим, что влияние всех вышеперечисленных факторов требует своего дальнейшего более детального исследования.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Рассмотренные выше экспериментальные данные показали, что, если вариации интенсивности ДМ при дополнительном нагреве ионосферы волнами *O*-поляризации хорошо объясняются изменением уровня МИИН в области взаимодействия диагностической волны с плазмой, то обнаруженный в этих измерениях эффект усиления генерации ВУМ напрямую и только с МИИН не связан и должен иметь иную природу. Выполненные исследования позволяют сформулировать следующую эмпирическую модель наблюдаемого явления.

Эффект усиления генерации ВУМ наблюдается только при достаточно больших ( $P_{\text{с}2} \gtrsim 20$  МВт) уровнях мощности подогретой волны (ВН-2) и наиболее ярко выражен, когда частота диагностической волны (ВН-1) превышает гармонику гирорезонанса не более, чем на 40–50 кГц, т. е. мы находимся в области слабой зависимости частоты максимума интенсивности ВУМ от  $f_{\text{ВН}}$ . При этом в условиях дневной ионосферы с увеличением мощности диагностической волны эффект усиления излучения при дополнительном нагреве может исчезать. Этот эффект имеет наибольшую величину для отстроек  $\Delta f^+ \simeq 20\text{--}30$  кГц, соответствующих области максимальной интенсивности в спектре излучения, уменьшается с ростом  $\Delta f^+$  и практически не наблюдается для  $\Delta f^+ \simeq 12\text{--}15$  кГц, отвечающих области отстроек  $\Delta f_{\text{cut-off}}$ . После выключения дополнительного воздействия и резкого уменьшения интенсивности излучения в области ВУМ до уровня, меньшего чем в отсутствии подогрева, интенсивность излучения восстанавливается за время  $\sim 3\text{--}10$  с. Последнее определяется уменьшением величины АО вследствие уменьшения интенсивности МИИН в области взаимодействия диагностической волны с плазмой после выключения дополнительного нагрева.

Всё вышесказанное свидетельствует о присутствии, по крайней мере, двух компонент в структуре ВУМ, только одна из которых даёт усиление интенсивности излучения при дополнительном нагреве ионосферной плазмы. Исходя из полученных экспериментальных данных, она имеет наибольшую интенсивность при  $f_1 - n f_{\text{H}e} \lesssim 30\text{--}40$  кГц и должна иметь спектральный максимум максимумом в области  $\Delta f^+ \simeq 20\text{--}30$  кГц. По своим характеристикам она более всего отвечает свойствам “быстрой” компоненты ВУМ, выделенной в [12]. Однако это предположение, хотя и кажется вполне обоснованным, требует своей дальнейшей экспериментальной проверки. В частности, в [12] было показано, что “быстрая”

компонента ВУМ появляется только при достаточно больших мощностях ВН, тогда как в наших измерениях усиление излучения наблюдается и при достаточно малых мощностях диагностической волны.

Как показывают измерения, время релаксации усиленного ВН-2 излучения в области ВУМ может изменяться в достаточно широких пределах от  $\sim 60$  мс до  $\sim 300$  мс даже для одинаковых, на первый взгляд, ионосферных условий. Важно также отметить, что в ряде случаев одновременно с релаксацией дополнительного излучения в области ВУМ может наблюдаться кратковременный всплеск интенсивности излучения в области его ДМ компоненты. Касаясь последнего, крайняя ограниченность экспериментальных данных, к сожалению, не позволяет более детально проанализировать этот, с нашей точки зрения, очень интересный эффект.

При выключении дополнительного нагрева время задержки начала изменения уровня излучения для ДМ и ВУМ не превышает 10 мс. Отсюда, с учётом данных о профиле ионосферной плазмы, можно получить оценку вертикальной (вдоль линий геомагнитного поля) скорости переноса возмущений, которая здесь была больше, чем  $(3-5) \cdot 10^7$  см/с, т. е. заведомо превышала тепловую скорость электронов. Последнее исключает возможность термодиффузионного характера распространения этих возмущений. Отметим, что дальность их распространения, согласно оценкам, может составлять до 10 и более километров.

Времена развития эффекта усиления ВУМ и характер его связи с мощностью и режимом излучения ВН-2 хорошо соответствуют свойствам эволюции МИИН с  $l_{\perp} \simeq 3-5$  м, определяющих развитие быстрого АО. Определённая связь этого эффекта с развитием метровых неоднородностей подтверждается также его срывом при коротких ( $\lesssim 0,3$  с) длительностях импульса дополнительного нагрева, когда также не наблюдается и развития БАО. Однако поскольку эффект усиления ВУМ может предшествовать по времени эффекту развития АО на сигналах ИРИ, следует заключить, что "прорастающие" до области генерации излучения неоднородности, индуцируемые ВН-2, не являются непосредственным источником наблюдаемого явления, а, наоборот, вызывают его дополнительное поглощение в ВО ионосферы. В пользу такого вывода прямо также свидетельствует приведённая выше оценка скорости переноса возмущений.

Дополнительный нагрев ионосферной плазмы приводит к значительному росту времени релаксации излучения в области ВУМ с  $\tau_{\text{рел}} \simeq 0,5-0,8$  мс в отсутствие подогрева до  $\sim 1-2$  мс во время дополнительной модификации, определяемому по характерному времени уменьшения интенсивности сигнала после выключения диагностической волны (ВН-1). К сожалению, определение величины  $\tau_{\text{рел}}$  в области ДМ здесь оказалось невозможным из-за высокого уровня помех, не позволивших выполнить необходимое усреднение по нескольким циклам измерений.

В качестве причины, вызывающей эффект увеличения интенсивности BUM при дополнительном нагреве ионосферной плазмы волнами  $O$ -поляризации, можно предположить влияние на его генерацию электронов, ускоренных мощной радиоволной (в нашем случае ВН-2) до сверхтепловых энергий. О возможной связи генерации BUM с надтепловыми электронами указывалось, например, в [28, 49]. В пользу обоснованности сделанного предположения могут свидетельствовать следующие экспериментальные факты.

Во-первых, характерное время релаксации добавочного излучения в области BUM  $\tau \simeq 60\text{--}300$  мс хорошо соответствует времени термализации электронов с энергиями  $\sim 10$  эВ на высоте отражения ВН ( $h \simeq 250$  км) за счёт неупругих соударений [37–39]:

$$\tau_{\text{терм}} = l_{\text{св}} / [\delta (2\mathcal{E}/m)] \simeq 0,1 \text{ с}, \quad (1)$$

где  $l_{\text{св}} \simeq 10^6$  см — длина свободного пробега электрона,  $2\mathcal{E}/m \simeq 2 \cdot 10^8$  см/с — скорость электрона,  $\delta \simeq 5 \cdot 10^{-2}$  — доля потерь энергии электрона из-за неупругих соударений. Наблюдаемые в измерениях вариации значений  $\tau$  могут объясняться изменением средней энергии ускоренных электронов, а также могут быть частично связаны с изменением высоты генерации BUM.

Во-вторых, с помощью сверхтепловых электронов легко объясняется наблюдающаяся более высокая, чем  $v_{T_e}$ , скорость передачи возмущений из области их ускорения в область генерации ИРИ.

В-третьих, наблюдаемая суточная зависимость эффекта усиления BUM может быть связана с присутствием в дневной ионосфере уже значительного количества фотоэлектронов, оказывающих своё влияние на условия генерации BUM. Отметим здесь существование некоторых экспериментальных данных, свидетельствующих о том, что при переходе ото дня к ночи характеристики BUM могут претерпевать значительные изменения. Этот факт, однако, требует более детального своего изучения.

В-четвёртых, легко также допустить, что ускоренные электроны, усиливая генерацию BUM, вызывают и замедление его релаксации. Однако здесь остаётся не ясно, почему в этих экспериментах не наблюдалось уменьшение времени релаксации ИРИ для его DM-компоненты за счёт усиления затухания Ландау, как это имело место в более ранних наших измерениях [16], где было обнаружено резкое уменьшение значений  $\tau_{\text{рел}}$  с ростом мощности ВН.

Исходя из временных характеристик рассматриваемого эффекта усиления BUM, ускорение электронов должно происходить в области верхнегибридного резонанса, где происходит развитие тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости и наблюдается генерация МИИН [32–34]. Возбуждаемые здесь высокочастотные плазменные колебания, диссипируя, передают значительную долю своей энергии электронам плазмы



либо за счёт столкновительного затухания, в результате чего происходит увеличение температуры основной массы электронов плазмы с энергией  $\mathcal{E} \simeq 0,1-0,2$  эВ (см., например, [35]), либо за счёт бесстолкновительного механизма затухания Ландау, приводящего к ускорению надтеплого хвоста электронной функции распределения [36]. При этом корреляция во времени эффекта усиления генерации ВУМ и развития МИИН становится очевидной, поскольку и МИИН и электроны являются продуктом одной и той же неустойчивости. Из результатов измерений также можно тогда заключить, что ускоренные электроны появляются, а возможно и наиболее эффективно генерируются, уже на стадии развития быстрого АО, т.е. спустя  $\sim 0,5$  с после начала воздействия, когда имеет место наиболее интенсивный рост метровых неоднородностей [7, 21, 23, 26].

Для условий ионосферы теория бесстолкновительного ускорения электронов в областях плазменного резонанса до сверхтепловых энергий была развита в работах [37-41]. Выполненные в них расчёты показывают, что ускорение электронов может приводить к увеличению их энергии вплоть до значений  $\mathcal{E} \simeq 25-30$  эВ, поглощая до 5-10% мощности ВН. Значительное влияние сверхтепловых электронов на развитие взаимодействия ВН с плазмой было зарегистрировано экспериментально различными методами. Ускоренные электроны вызывают искусственное свечение атмосферы на высотах  $h \simeq 250$  км в красной и зелёной линиях атомарного кислорода [42, 43, 48], являются причиной дополнительной ионизации ионосферы [44], приводят к значительному усилению плазменных шумов в широком высотном интервале не только в области отражения ВН, но и во внешней ионосфере [45, 46, 53, 54]. Всплески сверхтепловых электронов с энергиями, превышающими 10 эВ, были обнаружены в прямых измерениях с борта ракеты, пролетающей через ВО [47]. Также потоки ускоренных электронов, как отмечалось в [48], могут являться причиной появления продольных электрических полей и токов в ВО ионосферы. Все вышеперечисленные экспериментальные данные являются свидетельством важной роли влияния ускоренных электронов на развитие ИИТ (и ВПТ, в частности) при взаимодействии мощных электромагнитных волн О-поляризации с ионосферной плазмой и вполне естественно ожидать проявление их сильного влияния на генерацию ИРИ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение механизмов, приводящих к ускорению электронов в области плазменного резонанса и их влияния на развитие ИИТ, является одной из наиболее важных и интересных задач, связанных с исследованием взаимодействия электромагнитного излучения большой мощности с плазмой. В данной работе мы рассмотрели экспериментальные результаты, которые можно отнести к влиянию надтепловых электронов на генерацию ИРИ, и

показали, что сильнее всего это влияние проявляется на генерации ВУМ. Полученные результаты, несомненно, также являются важным звеном в исследовании собственно характеристик ВУМ и развитии модели его генерации, в частности, — в развитии идеи его многокомпонентности, выдвинутой в [50] и обсуждаемой в [12]. Заметим также, что попытка изучения влияния ускоренных электронов на генерацию ИРИ с помощью схемы дополнительного нагрева плазмы второй мощной волны была предпринята практически одновременно с нашими измерениями [18] в эксперименте [52]. Однако в этих измерениях изучалось поведение только ДМ и ВС компонент излучения, интенсивность которых, как это теперь ясно, не подвержена такому сильному их влиянию, как ВУМ. Поэтому эффект влияния ускоренных электронов на генерацию ИРИ здесь обнаружен не был.

Рассмотренные в работе исследования ни в коей мере нельзя считать полностью завершёнными. Здесь предстоит ещё выполнить сравнительные измерения на различных гармониках гирочастоты электронов, более детально исследовать зависимость характеристик эффекта усиления ВУМ при дополнительном нагреве от времени суток, от мощности подогревной волны и высоты её отражения, изучить влияние дополнительного нагрева плазмы на другие (кроме ВУМ и ДМ) компоненты ИРИ, провести эксперименты, когда подогрев плазмы осуществляется на частоте, близкой к частоте гармоники гирорезонанса. Можно ожидать, что в результате проведения всех этих измерений удастся существенно развить эмпирическую модель наблюдаемого явления, более точно определить место и роль надтепловых электронов в генерации различных компонент ИРИ и на основе результатов этих исследований разработать новые методы их диагностики с его помощью. Последнее имеет важное значение, т. к. позволяет провести с высоким временным разрешением исследование характеристик собственно механизмов ускорения электронов в области плазменного резонанса. Следует отметить, что вплоть до настоящего времени эти исследования сталкивались с большими трудностями. Это связано либо с необходимостью определённых погодных условий, как этого требуют наземные наблюдения искусственного свечения атмосферы, где, кроме того, измерения обычно проводятся с низким временным разрешением и только в ночных условиях, либо с использованием станций некогерентного рассеяния в случае измерения характеристик плазменных шумов, либо со сложностью проведения измерений искусственной ионизации атмосферы, либо с эпизодичностью пуска геофизических ракет. Поэтому изучение характеристик ускоренных электронов с помощью ИРИ, которое достаточно легко выполнять без привлечения сложных дополнительных средств диагностики искусственной ионосферной турбулентности, несомненно имеет ряд неоспоримых преимуществ, являясь одним из приоритетных направлений проводимых нами исследований.

В работе на примерах определения характеристик развития и релаксации МИИН и распространения возмущений вдоль геомагнитного поля продемонстрированы также некоторые возможности использования ИРИ для диагностики ИИТ при использовании схемы дополнительного нагрева ионосферной плазмы. Сами по себе эти задачи являются важными в ионосферных исследованиях, однако более детальный анализ полученных здесь результатов выходит за рамки данной работы.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность всем сотрудникам нагревного стенда "Сура", а также В.В.Бычкову, С.М.Грачу, Е.Н.Ермаковой, А.Н.Караштину и В.Ю.Шлюгаеву за помощь в организации и проведении экспериментов и NRL (USA) — за оказанную финансовую поддержку при проведении измерений на стенде Сура в марте—апреле 1995 г. Российские авторы также выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 96-02-18659) и INTAS (грант 95 - IN/RU - 434) за оказанную финансовую поддержку при выполнении данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Stubbe P., Kopka H., Thide B., Derblom H. // J. Geophys. Res., 1984. V. 89A. P. 7523.
2. Бойко Г.Н., Ерухимов Л.М., Зюзин В.А., Комраков Г.П., Метелев С.А., Митяков Н.А., Никонов В.А., Рыжов В.А., Токарев Ю.В., Фролов В.Л. // Изв. вузов. Радиофизика, 1985. Т. 28. С. 395.
3. Ерухимов Л.М., Фролов В.Л. Динамические и спектральные характеристики искусственного радиоизлучения ионосферной плазмы. //Препринт № 185. — Горький: НИРФИ, 1984.
4. Leyser T.B., Thide B., Waldenvik M., Veszelei E., Frolov V.L., Grach S.M., Komrakov G.P. // J. Geophys. Res., 1994. V. A99. P. 19555.
5. Сергеев Е.Н., Фролов В.Л. О структуре искусственного радиоизлучения ионосферной плазмы на частотах ниже частоты волны накачки. //Препринт № 324. — Н.Новгород: НИРФИ, 1991.
6. Leyser T.B., Thide B., Waldenvik M., Goodman S., Frolov V.L., Grach S.M., Karashtin A.N., Komrakov G. P., Kotik D.S. // J. Geophys. Res., 1993. V. A98. P. 17597.
7. Фролов В.Л. Искусственная плазменная турбулентность верхней ионосферы, возбуждаемая мощным КВ-радиоизлучением наземных передатчиков. Результаты экспериментальных исследований. /Дис. на соиск. уч. ст. д.ф.-м.н. — Н.Новгород, 1995.
8. Frolov V.L., Komrakov G.P., Sergeev E.N., Thide B., Waldenvik M., Veszelei E., Leyser T.B. — In: IV Suzdal URSI symposium on artifi-

- cial modification of the ionosphere. Abstracts. — Uppsala, Sweden, 1994. P. 38.
9. Leyser T. B. Stimulated electromagnetic emission in the ionosphere. /Ph. D. dissertation. — Uppsala Univ., Uppsala. Sweden. IRF, 1989.
  10. Leyser T. B., Thide B., Derblom H., Hedberg A., Lundborg B., Stubbe P., Копка Н. // J. Geophys. Res., 1990. V. A95. P. 17233.
  11. Stubbe P., Stocker A. J., Honary F., Robinson T. R., Jones T. B. // J. Geophys. Res., 1994. V. A99. P. 6233
  12. Фролов В. Л., Грач С. М., Ерухимов Л. М., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н., Тиде Б., Кароззи Т. // Изв. вузов. Радиофизика, 1996. Т. 39. С. 355.
  13. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Разумов Д. В. // Изв. вузов. Радиофизика, 1988. Т. 31. С. 1301.
  14. Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Метелев С. А., Сергеев Е. Н. // Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. С. 909.
  15. Сергеев Е. Н. Особенности формирования искусственной ионосферной турбулентности в различных ионосферных условиях. /Дис. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н. — Н. Новгород, 1995.
  16. Сергеев Е. Н., Бойко Г. Н., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. С. 763.
  17. Sergeev E. N., Frolov V. L., Grach S. M., Shvarts M. M. // Adv. Space Res., 1995. V. 15. P. 12 (63).
  18. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Sergeev E. N., Thide B. — In: IV Suzdal URSI Symposium on artificial modification of the ionosphere. Abstracts. — Uppsala, Sweden, 1994. P. 70.
  19. Фролов В. Л., Сергеев Е. Н., Комраков Г. П. — В сб.: XVIII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тез. докладов. — С.-Петербург, 1996. Т. 1. С. 144.
  20. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Мясников Е. Н., Митяков Н. А., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика, 1987. Т. 30. С. 208.
  21. Фролов В. Л. — В сб.: Труды III Суздальского симпозиума УРСИ по модификации ионосферы мощными радиоволнами. — М.: Изд-во ИЗМИРАН, 1991. С. 158.
  22. Беликович В. В., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А., Коробков Ю. С., Максименко О. И., Насыров А. М., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л., Шавин П. Б. // Изв. вузов. Радиофизика, 1988. Т. 31. С. 251.
  23. Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Фролов В. Л. // Геомагнетизм и аэронавигация, 1990. Т. 30. С. 998.
  24. Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика, 1981. Т. 24. С. 529.
  25. Беленов А. Ф., Бубнов В. А., Ерухимов Л. М., Киселев Ю. В., Комраков Г. П., Митякова Э. Е., Рубцов Л. Н., Урядов В. П., Фролов В. Л., Чугунов Ю. В., Юхматов Б. В. // Изв. вузов. Радиофизика, 1977. Т. 20. С. 1805.

26. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Metelev S. A., Sergeev E. N. // J. Atmos. Terr. Phys., 1995. (in press).
27. Frolov V. L., Kagan L. M., Sergeev E. N. — In: The 4th European Heating Seminar. — Norway: Ramfjordmoen, May 16-19, 1995. Report No. 126 (1995). P. 13.
28. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya. // Solar Phys., 1975. V. 43. P. 431.
29. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А., Митяков Н. А., Терина Г. И., Толмачева А. В., Шавин П. Б. // Изв. вузов. Радиофизика, 1977. Т. 20. С. 1821.
30. Фролов В. Л., Сергеев Е. Н., Бычков В. В., Ермакова Е. Н., Караштин А. Н., Комраков Г. П., Шлюгаев Ю. В., Бернхардт П. А., Вагнер Л. С., Гольдстейн Дж. А., Селчер Г. — В сб.: XVIII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. — С.-Петербург, 1996. Т. 1. С. 142.
31. Шварц М. М., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. С. 647.
32. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы, 1978. Т. 4. С. 1321; 1330.
33. Васьков В. В., Гуревич А. В. // ЖЭТФ, 1975. Т. 69. С. 176.
34. Gurevich A. V., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A, 1995. P. 247.
35. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
36. а) Коврижных Л. М., Сахаров А. С. — В кн.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. — Горький: ИПФАН СССР, 1980, С. 117.  
б) Андреев Н. Е., Силин В. П., Стенчиков Г. Л. — Там же, С. 156.
37. Васьков В. В., Гуревич А. В., Димант Я. С. // ЖЭТФ, 1983. Т. 84. С. 536.
38. Gurevich A. V., Dimant Ya. S., Milikh G. M., Vas'kov V. V. // J. Atmos. Terr. Phys., 1985. V. 47. P. 1057.
39. Васьков В. В., Милих Г. М. // Геомагнетизм и аэрономия, 1983. Т. 23. С. 196.
40. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика, 1984. Т. 27. С. 1096.
41. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы, 1986. Т. 12. С. 693.
42. Haslett J. C., Megill L. R. // Radio Sci., 1974. V. 9. P. 1005.
43. Bernhardt P. A., Scales W. A., Kotik D. S., Grach S. M., Karashtin A. N. // Geophys. Res. Lett., 1991. V. 18. P. 1477.
44. Васьков В. В., Голян С. Ф., Гуревич А. В., Димант Я. С., Зюзин В. А., Ким В. Ю., Комраков Г. П., Леонов А. М., Лобачевский Л. А., Мигу-

- лин В. В., Митяков Н. А., Панченко В. А., Полиматиди В. П., Шоя Л. Д.  
// Препринт N 5 (479). — М.: ИЗМИР АН СССР, 1984.
45. Carlson H. C., Wickwar V. B., Mantas G. P. // J. Atmos. Terr. Phys., 1982. V. 44. P. 1089.
46. Fejer J. A., Sulzer M. P. // J. Geophys. Res., 1987. V. A92. P. 3441.
47. Rose G., Grandal B., Neske E., Ott W., Spenner K., Holtet J., Måaseide K., Troim J. // J. Geophys. Res., 1985. V. A90. P. 2851.
48. Haslett J. C., Megill L. R. // Radio Sci., 1974. V. 9. P. 1005.
49. Grach S. M. // IV Suzdal URSI Symposium on artificial modification of the ionosphere. Abstracts. — Uppsala, Sweden, 1994. P. 23.
50. Stubbe P. // II Volga ISS on space plasma physics. Abstracts. — N. Novgorod, Russia, 1995. P. 65.
51. Беленов А. Ф., Фролов В. Л., Сергеев Е. Н. // Труды III Суздальского симпозиума УРСИ по модификации ионосферы мощными радиоволнами. — М.: ИЗМИР АН, 1991. С. 131.
52. а) Bernhardt P. A., Wagner L. S., Goldstein J. A., Trakhtengerts V. Yu., Ermakova E. N., Rapoport V. O., Komrakov G. P., and Babichenko A. M. // Phys. Rev. Lett., 1994, V. 72, N 18, P. 2879–2882.  
б) Трахтенгерц В. Ю., Рапопорт В. О., Ермакова Е. Н., Комраков Г. П., Бернхардт П. А., Вагнер Л. С., Голдштейн И. А. // Геомагнетизм и аэрономия, 1995., Т. 35. С. 117.
53. Васьков В. В., Будько Н. И., Гдалевич Г. Л., Капустина О. В., Комраков Г. П., Маресов А. Н., Михайлов Ю. М., Прутенский И. С., Рябова Н. А. // Геомагнетизм и аэрономия, 1995. Т. 35. С. 98.
54. Васьков В. В., Комраков Г. П., Ораевский В. Н., Прутенский И. С., Пулинец С. А., Кирага А., Клос З. // Геомагнетизм и аэрономия, 1995. Т. 35. С. 154.

<sup>1</sup>Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
Н. Новгород, Россия;

<sup>2</sup>Институт космической физики,  
Уппсала, Швеция;

<sup>3</sup>Военно-морская  
исследовательская лаборатория,  
Вашингтон, США

Поступила в редакцию  
15 октября 1996 г.

ON EFFECT OF ENHANCEMENT OF BUM COMING TO LIGHT BY  
ADDITIONAL PULSE HEATING OF IONOSPHERIC PLASMA

*V. L. Frolov<sup>1</sup>, L. M. Erukhimov<sup>1</sup>, G. P. Komrakov<sup>1</sup>, E. N. Sergeev<sup>1</sup>, B. Thidé<sup>2</sup>,  
P. A. Bernhardt<sup>3</sup>, L. S. Wagner<sup>3</sup>, J. A. Goldstain<sup>3</sup>, G. Selcher<sup>3</sup>*

It has been discovered that the BUM-component of the stimulated electromagnetic emission (SEE), excited by a powerful electromagnetic (EM) wave in the ionospheric F-region if a pump frequency is slightly above gyroharmonic one, is enhanced when additional pulse heating by a second high power EM wave of O-polarization is used. An empirical model of the phenomenon observed has been elaborated and a possible influence of HF accelerated electrons on SEE generation is discussed. It is demonstrated new opportunities of the SEE for sounding of an artificial ionospheric turbulence.

УДК 621.371

## О МЕРЦАНИЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТЯЖЁННОГО ИСТОЧНИКА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

*В. А. Алимов, А. В. Рахлин*

С использованием метода рефракционного рассеяния радиоволн (РРР) решена задача о пространственной корреляции мерцаний излучения протяжённого источника в случайно-неоднородной среде. Получены общие выражения для индекса и радиуса пространственной корреляции флуктуаций интенсивности излучения источника конечных угловых размеров при распространении его через многослойную среду с флуктуациями показателя преломления. Продемонстрирована адекватность метода РРР дифракционным расчётам пространственной корреляции мерцаний протяжённого источника в толстом слое с неоднородностями. Отмечается, что увеличение числа неоднородных слоёв на трассе распространения радиоволн, при определённых условиях, может приводить к заметному уменьшению индекса мерцаний и росту пространственной корреляции флуктуаций интенсивности принимаемого излучения от протяжённого источника. Дана простая геометрооптическая интерпретация полученных результатов. Указано на одну особенность при определении угловых размеров протяжённых радиисточников с помощью известного метода мерцаний.

В последнее время метод рефракционного рассеяния радиоволн (РРР) был успешно использован для анализа амплитудных и поляризационных характеристик радиоволн при распространении их в случайно-неоднородной среде [1, 2]. Напомним, что этот метод заключается в расчётах характеристик распространения радиоволн в толстом слое с сильными (средний квадрат флуктуационного набега фазы волны в слое  $\overline{\alpha_0^2}$  много больше единицы) крупномасштабными (внешний масштаб турбулентности  $L_0$  много больше характерного размера зоны Френеля для данной трассы) флуктуациями показателя преломления с помощью соответствующих вычислений этих характеристик при дифракции излучения в свободном пространстве за эквивалентным фазовым экраном (средний квадрат набега фазы на экране  $\overline{\alpha_0^2}$ , внешний масштаб неоднородности на экране  $L_0$ ) (см.[3] и цитированную там литературу).

Некоторые аспекты метода РРР пока остаются не изученными. В частности, остаётся открытым вопрос о возможности использования этого метода при изучении мерцаний излучения источника конечных угловых размеров в случайно-неоднородной среде. Именно этот вопрос и будет рассмотрен нами ниже.



Мерцания протяжённого источника в случайно-неоднородной среде исследовались в ряде работ [4–8]. Причём наиболее просто эти исследования проводятся в рамках модели тонкого фазового экрана [4], но, как показано в [5–7], учёт протяжённости рассеивающей среды приводит к существенному изменению результатов, полученных для тонкого экрана.

Рассмотрим следующую задачу. Излучение от бесконечно удалённого источника с конечным угловым размером проходит через многослойную среду с флуктуациями показателя преломления. Предполагается, что рассеяние радиоволн обусловлено, в основном, крупномасштабными неоднородностями среды и происходит, соответственно, на малые углы. Требуется определить  $\Gamma_I(\vec{\rho}, z)$  — пространственную функцию флуктуаций интенсивности протяжённого источника, на глубине  $z$  в среде в точках наблюдения, разнесённых на расстояние  $\vec{\rho} = \vec{r}_{02} - \vec{r}_{01}$  в плоскости  $xy$ , перпендикулярной оси  $z$ .

Мы будем рассматривать режим насыщенных мерцаний, когда корреляционную функцию флуктуаций интенсивности  $\Gamma_I(\vec{\rho}, z)$  можно выразить через пространственную корреляционную функцию флуктуаций комплексного поля  $\Gamma_{EE^*}(\vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2, z)$  с помощью следующего соотношения [5]:

$$\Gamma_I(\vec{\rho}, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} |\Gamma_{EE^*}(\vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2, z)|^2 \mathcal{J}(\vec{\theta}_1) \mathcal{J}(\vec{\theta}_2) d\vec{\theta}_1 d\vec{\theta}_2, \quad (1)$$

где  $\Gamma_{EE^*} = \overline{E(\vec{r}_{01}, z, \vec{\theta}_1) E^*(\vec{r}_{02}, z, \vec{\theta}_2)}$  — корреляционная функция флуктуаций комплексных полей плоских волн, приходящих из направлений  $\vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2$ ,  $\mathcal{J}(\vec{\theta})$  — угловое распределение интенсивности источника ( $\int \mathcal{J}(\vec{\theta}) d\vec{\theta} \equiv 1$ ).

Расчёт функции  $\Gamma_{EE^*}(\vec{\rho}, z, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2)$  будем проводить в рамках метода PPP. Случайно-неоднородную среду распространения радиоволн представим в виде набора нескольких ( $n$ ) слоев со статистически однородными флуктуациями показателя радиоволн в отдельных протяжённых слоях. В соответствии с общей концепцией метода PPP (см. выше), статистически однородный слой заменяется эквивалентным фазовым экраном, расположенным в центре слоя, с толщиной, равной полутолщине отдельного слоя случайно-неоднородной среды распространения радиоволн.

Тогда расчёт функции  $\Gamma_{EE^*}(\vec{\rho}, z, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2)$  сводится к расчёту функции пространственной корреляции флуктуаций комплексных полей плоских волн, проходящих из направлений  $\vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2$  после дифракции их на  $n$  эквивалентных фазовых экранах. Соответствующее интегральное выражение для функции  $\Gamma_{EE^*}(\vec{\rho}, z, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2)$  можно записать, обобщая известное решение задачи о пространственной корреляции флуктуаций плоской радиоволны при дифракции её на  $n$  фазовых экранах [9] на случай наклонного падения плоских радиоволн на слой случайно-неоднородной среды под углами  $\vec{\theta}_1$  и  $\vec{\theta}_2$ . В результате, по аналогии с [9], для про-

пространственной корреляционной функции флуктуаций комплексных полей радиоволн, приходящих из направлений  $\vec{\theta}_1$  и  $\vec{\theta}_2$ , в точках наблюдения  $\vec{r}_{01}(x_{01}, y_{01})$ ,  $\vec{r}_{02}(x_{02}, y_{02})$  за  $n$ -м фазовым экраном получаем следующее соотношение:

$$\begin{aligned} & \Gamma_{E_n E_n^*}(\vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}, z_n, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2) = \\ & = \frac{k^2}{(2\pi)^2 z_n^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{r}_{01} d\vec{r}_{02} \Gamma_{E_{n-1} E_{n-1}^*}(\vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}, z_{n-1}, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2) \times \\ & \times \overline{\exp\{i[s_n(\vec{r}_1, \vec{\theta}_1) - s_n(\vec{r}_2, \vec{\theta}_2)]\}} \cdot \exp\left\{-\frac{ik}{2z_n} [|\vec{r}_1 - \vec{r}_{01}|^2 + |\vec{r}_2 - \vec{r}_{02}|^2]\right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где  $\Gamma_{E_{n-1} E_{n-1}^*}(\vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}, z_{n-1}, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2)$  — соответствующая функция флуктуаций комплексных полей радиоволн за  $n-1$  экраном,  $s_n(\vec{r}, \vec{\theta})$  — случайный набег фазы волны на эквивалентном  $n$ -экране,  $z_n$  — расстояние между  $n$ -м экраном и плоскостью наблюдения. На входе первого слоя (экрана) функция  $\Gamma_{EE^*}(\vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}, 0, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2)$  определяется условием [5]:

$$\Gamma_{EE^*} \Big|_{z=0} = \exp\{ik(\vec{r}_{01}\vec{\theta}_1 - \vec{r}_{02}\vec{\theta}_2)\}, \quad (3)$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число ( $\lambda$  — длина волны).

Выражение для флуктуационного набег фазы волны в отдельном  $i$ -ом слое с крупномасштабными неоднородностями, по аналогии с [10], можно записать в виде

$$s_i(\vec{r}, \vec{\theta}_1) \simeq \frac{k}{2 \cos|\vec{\theta}_1|} \int_0^{L_i} dz \Delta\varepsilon(\vec{r}(z), z), \quad (4)$$

где  $L_i$  — толщина  $i$ -го слоя (в нашем случае  $L_i = z_i/2$ ),  $\Delta\varepsilon$  — флуктуационная часть диэлектрической проницаемости среды,  $x(z)$ ,  $y(z)$  — уравнение луча при распространении радиоволн в слое (см. [10]). Используя соотношение (4) и полагая среднее распределение диэлектрической проницаемости среды в слое постоянным и флуктуации фазы на выходе отдельного  $i$ -го слоя гауссовскими, для пространственной функции корреляции комплексных полей в  $i$ -м слое получаем следующее выражение:

$$\overline{\exp[s_i(\vec{r}_1, \vec{\theta}_1) - s_i(\vec{r}_2, \vec{\theta}_2)]} = \exp\left[-\frac{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^2 + \frac{\theta^2 z_i^2}{12}}{2l_{E_i}^2}\right]. \quad (5)$$

При выводе соотношения (5) учтено, что флуктуационный набег фазы в слое велик ( $\overline{s_i^2} \gg 1$ ) и введены следующие обозначения:  $l_{E_i} = \frac{L_{2i}}{\sqrt{\overline{s_i^2}}}$ ,  $L_{2i}$  —

характерный пространственный масштаб неоднородностей в турбулентной структуре показателя преломления  $i$ -го слоя [1],  $\theta = |\vec{\theta}_2 - \vec{\theta}_1|$ .

Итак, расчёт пространственной корреляции флуктуаций комплексных полей радиоволн, приходящих из направлений  $\vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2$ , сводится к расчётам функции  $\Gamma_{EE^*}$  по интегральному рекуррентному соотношению (2) с обобщённым начальным условием на выходе первого экрана (см. (3) и (5)):

$$\Gamma_{EE^*} \Big|_{z=0} = \exp[ik(\vec{r}_1\vec{\theta}_1 - \vec{r}_2\vec{\theta}_2)] \cdot \exp \left[ -\frac{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^2 + \frac{\theta^2 z_i^2}{12}}{2l_{E_i}^2} \right]. \quad (6)$$

Проводя соответствующие преобразования выражений (2), (6), для квадрата модуля функции пространственной корреляции флуктуаций комплексных полей получаем следующее соотношение:

$$|\Gamma_{E_n E_n^*}(\vec{r}_{01}, \vec{r}_{02}, z_n, \vec{\theta}_1, \vec{\theta}_2)|^2 = \exp \left\{ -\sum_{i=1}^n \left[ \frac{|\vec{r}_{02} - \vec{r}_{01} + \frac{\vec{\theta}_{\Sigma_{j=i} z_j}}{2}|^2 + \frac{\theta^2 z_i^2}{12}}{l_{E_i}^2} \right] \right\}. \quad (7)$$

Подставляя полученное выражение для функции  $|\Gamma_{E_n E_n^*}|^2$  в соотношение (1), в результате несложных преобразований (в предположении гауссового распределения радиояркости источника излучения [5])

$$\mathcal{J}(\theta) = \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \exp \left( -\frac{\theta^2}{2\theta_0^2} \right),$$

где  $\theta_0$  — угловой размер источника) для искомой корреляционной функции флуктуаций интенсивности протяжённого источника получаем следующее соотношение:

$$\Gamma_I(\rho, z) = F_I(z) \exp(-\rho^2/\rho_0^2), \quad (8)$$

$$F_I = \left\{ 1 + \frac{1}{4} \sum_{i=1}^n \left[ \left( \frac{1}{3} + \frac{(\Sigma_{j=i}^n z_j)^2}{z_i^2} \right) \frac{\theta_0^2}{\theta_{\text{кР}i}^2} \right] \right\}^{-1},$$

$$\rho_0 = F_I^{1/2} \cdot \left\{ \sum_{m=1}^n l_{E_m}^{-2} \left[ 1 + \frac{1}{4} \sum_{i=1}^n \left( \frac{1}{3} + \frac{(\Sigma_{j=i}^{m-1} z_j)^2}{z_i^2} \right) \frac{\theta_0^2}{\theta_{\text{кР}i}^2} \right] \right\}^{-1/2}.$$

Здесь  $F_I$  — индекс мерцаний,  $\rho_0$  — радиус пространственной корреляции мерцаний:  $\rho = |\vec{r}_{02} - \vec{r}_{01}|$ ,  $\theta_{\text{кР}i} = l_{E_0}/2z_i$  — эффективный угловой размер неоднородностей в  $i$ -ом слое,  $\Sigma_{j=i}^m z_j \equiv 0$  при  $i > m$ .

Из соотношения (8) в частном случае статистически однородного слоя ( $n = 1$ ) имеем

$$\Gamma_I(\rho, z) = \left[ 1 + \frac{1}{3} \frac{\theta_0^2}{\theta_{\text{кР}1}^2} \right]^{-1} \cdot \exp \left[ -\frac{\rho^2}{l_{E_1}^2} \cdot \frac{1 + \frac{1}{12} \frac{\theta_0^2}{\theta_{\text{кР}1}^2}}{1 + \frac{1}{3} \frac{\theta_0^2}{\theta_{\text{кР}1}^2}} \right]. \quad (9)$$

Это соотношение совпадает с известным результатом дифракционных расчётов пространственной функции флуктуаций интенсивности источника конечных размеров в протяжённой среде [5]. Из него следует, что для источника больших размеров ( $\frac{\theta_0}{\theta_{кр1}} \gg 1$ ) индекс мерцаний стремится к нулю (при  $\frac{\theta_0}{\theta_{кр1}} \ll 1 - F_I \simeq 1$ ), а радиус пространственной корреляции  $\rho_0 \rightarrow 2l_{E_1}$ .

В случае двухслойной модели ( $n = 2$ ) из соотношения (8) имеем

$$F_I = \left[ 1 + \frac{1}{12} \frac{\theta_0^2}{\theta_{кр1}^2} + \frac{(z_1 + z_2)^2}{4z_1^2} \frac{\theta_0^2}{\theta_{кр1}^2} + \frac{1}{3} \frac{\theta_0^2}{\theta_{кр2}^2} \right]^{-1}, \quad (10)$$

$$\rho_0 = F_I^{1/2} \left[ l_{E_1}^{-2} \left( 1 + \frac{1}{12} \frac{\theta_0^2}{\theta_{кр1}^2} + \frac{1}{12} \frac{\theta_0^2}{\theta_{кр2}^2} \right) + l_{E_2}^{-2} \left( 1 + \frac{1}{3} \frac{\theta_0^2}{\theta_{кр1}^2} + \frac{1}{12} \frac{\theta_0^2}{\theta_{кр2}^2} \right) \right]^{-1/2}.$$

Здесь следует обратить внимание, что с появлением второго неоднородного слоя индекс мерцаний уменьшается. Так, например, при  $\frac{\theta_0}{\theta_{кр2}} \ll 1$

и  $z_2 = z_1 - F_I \simeq \left[ 1 + \frac{\theta_0^2}{\theta_{кр1}^2} \right]^{-1}$ . Кроме того, при определённых условиях радиус пространственной корреляции мерцаний может заметно увеличиваться. Так, если  $l_{E_1} \ll l_{E_2}$ ,  $z_2 \simeq z_1$  и  $\frac{\theta_0}{\theta_{кр1}} \gg 1$ , из соотношения (10) следует, что  $\rho_0 \simeq 3,5l_{E_2}$ , что значительно больше предельного значения величины  $\rho_0$  для однослойной модели среды (см. выше).

Эти же эффекты (уменьшение индекса мерцаний и рост пространственной корреляции флуктуаций интенсивности принимаемого излучения от источника конечных угловых размеров), но в более резкой форме, присущи и другим многослойным ( $n \geq 3$ ) моделям среды распространения. Так, например, как показывают оценки параметра  $\rho_0$  с использованием соотношения (8), при  $n = 3$ ,  $l_{E_1} \ll l_{E_2}, l_{E_3}$ ,  $z_1 \simeq z_2 \simeq z_3$ ,  $\frac{\theta_0}{\theta_{кр1}} \gg 1 - \rho_0 \simeq 5,3l_{E_1}$ .

Все отмеченные выше особенности в изменениях индекса мерцаний и радиуса пространственной корреляции флуктуаций излучения источника конечных размеров в многослойной модели случайно-неоднородной среды имеют простое физическое истолкование.

Действительно, как следует из результатов наших расчётов для  $n$ -слойной модели среды (см. соотношение (8)) и соответствующего результата работы [5] в случае статистически однородного слоя (см. соотношение (9)), наблюдаемые изменения (эффекты) в величинах  $F_I$  и  $\rho_0$ ,

по сравнению со случаем “точечного” источника ( $\theta_0 = 0$ ), носят резко-выраженный геометрооптический характер. Именно поэтому метод РРР даёт точное решение соответствующей дифракционной задачи в толстом слое статистически однородной среды распространения радиоволн от источника конечных размеров (см.(8) и (9)). И именно геометрооптическое происхождение имеют указанные эффекты. Так смещение дифракционной картины, возникающей при прохождении излучения источника через среду, идентично смещению дифракционной картины, возникающей при прохождении излучения источника через эквивалентный фазовый экран, помещённый в центре отдельного статистически однородного слоя при распространении в свободном пространстве за этим экраном (для  $i$ -го экрана это расстояние равно  $\sum_{j=i}^n z_j$ ; соответственно смещение дифракционной картины —  $\bar{\theta} \sum_{j=i}^n z_j$ ). Кроме того, имеет место геометрооптическое уширение дифракционной картины, равное  $(\theta z_j)^2/12$  (см.(7), (8)), обусловленное эффективным удлинением трассы распространения радиоволн в слое с крупномасштабными неоднородностями из-за непрямолинейной (зигзагообразной) траектории радиоволн в случайно-неоднородной среде. В конечном счёте, отмеченные обстоятельства и приводят к возможности адекватного описания с помощью метода РРР пространственной корреляции флуктуаций излучения источника конечных угловых размеров в случайно-неоднородной среде.

В заключение кратко остановимся на вопросе о пространственной корреляции флуктуаций интенсивности излучения источника конечных угловых размеров при дифракции его на “тонких” неоднородных слоях, когда отдельные слои разделены свободным пространством, а точка наблюдения расположена не на выходе неоднородного слоя, а на некотором удалении от него. В общей постановке ( $n$ -экранный приближение) эта задача легко решается с использованием соотношения (7) с заменой в экспоненте слагаемого  $(\theta z_j)^2/12$  на  $(\theta L_i)^2/3$  ( $L_i$  — толщина отдельного  $i$ -го слоя,  $L_i \leq z_i/2$ ). В частном случае однослойной модели для искомой функции пространственной корреляции мерцаний находим (см.(1), (7))

$$\Gamma_I(\rho, z) = \left[ 1 + \left( \frac{1}{4} + \frac{L_1^2}{3z_1^2} \right) \frac{\theta_0^2}{\theta_{\text{кр}1}^2} \right]^{-1} \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{l_{E1}^2} \cdot \frac{1 + \frac{L_1^2}{3z_1^2} \frac{\theta_0^2}{\theta_{\text{кр}1}^2}}{1 + \left( \frac{1}{4} + \frac{L_1^2}{3z_1^2} \right) \frac{\theta_0^2}{\theta_{\text{кр}1}^2}} \right\}. \quad (11)$$

Когда  $L_1 = z_1/2$ , выражение (11) переходит в соотношение (9), а при  $L_1 = 0$  — в соответствующее выражение для функции пространственной корреляции мерцаний протяжённого источника на “классическом” фазовом экране [4, 5]. Последнее приближение для функции  $F_I(z)$  (при  $L_1 \equiv 0$ ) обычно используется в методе мерцаний при оценке углового размера источника по наблюдениям его мерцаний за тонким слоем случайно-неоднородной среды [11]. В то же время, как следует из соотношения (11),

учёт конечной толщины слоя может приводить к заметным ошибкам в оценке истинного размера  $\theta_0$ . Это обстоятельство следует учитывать при определении угловых размеров протяжённых радиоисточников с помощью метода мерцаний [11].

Работа выполнена в рамках проекта 95-02-03716 РФФИ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алимов В. А., Рахлин А. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1996. Т. 39. № 9. С. 1114.
2. Алимов В. А., Рахлин А. В., Тамойкин В. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1996. Т. 39. № 8. С. 1007.
3. Booker Н. G. //Indian J. Radio Space Phys., 1986. V. 15. № 5–6. P. 197.
4. Little L. T., Hewish A. //Mon. Not. R. Astron. Soc., 1966. V. 134. № 3. P. 221.
5. Чашей И. В., Шишов В. И. //Астрон. ж., 1976. Т. 53. № 1. С. 26.
6. Шишов В. И., Шишова Т. Д. //Астрон. ж., 1978. Т. 55. № 2. С. 411.
7. Шишов В. И., Шишова Т. Д. //Астрон. ж., 1979. Т. 56. № 3. С. 613.
8. Ерухимов Л. М., Шпиро П. И. //Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. № 6. С. 754.
9. Ерухимов Л. М., Урядов В. П. //Изв. вузов. Радиофизика, 1968. Т. 11. № 12. С. 1852.
10. Алимов В. А., Ерухимов Л. М. и др. //Изв. вузов. Радиофизика, 1996. Т. 40. № 4. С. 446.
11. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
10 августа 1996 г.

#### ON THE RADIATION SCINTILLATION OF AN EXTENDED SOURCE IN RANDOMLY INHOMOGENEOUS MEDIUM

*V. A. Alimov, A. V. Rakhlin*

A problem has been solved using the method of refracted radio wave scattering (RRWS) on the spatial correlation of scintillations of an extended source in randomly inhomogeneous medium. General expressions have been derived

for the index and radius of spatial correlation of fluctuations of the source radiation intensity of finite angular dimensions at its propagation through multi-layer medium with fluctuations of the refraction index. We show the adequacy between the RRWS method and the diffraction calculations of the spatial correlation of scintillations of the extended source in a thick layer with inhomogeneities. It is noted, that an increase of the number of inhomogeneous layers at the path of radio wave propagation under definite conditions can lead to a marked decrease of the scintillation index and increase of the spatial correlation of the intensity fluctuations of the received radiation from the extended source. A simple geometrical optics interpretation is given for the results obtained. One peculiarity is pointed out, when defining the angular dimensions of the extended radio sources by the known scintillation method.

УДК 681.3; 524.7

## АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС ОБЗОРА МЕРЦАЮЩИХ ИСТОЧНИКОВ

*Е. А. Исаев, К. А. Лапаев, С. А. Тюльбашев, Е. В. Галат*

Создан автоматизированный комплекс обзора мерцающих источников на базе двух персональных компьютеров, один из которых осуществляет съём информации и управление приёмником, другой — управление антенной. В качестве устройства связи с объектами используются модули в стандарте КАМАК. Программное обеспечение состоит из совокупности программ, обеспечивающих в реальном масштабе времени сбор, первичную обработку информации, управление приёмником и антенной.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдая мерцающие источники, можно получить информацию, как о наличии компактных ( $\leq 1''$ ) радиоисточников в ядрах галактик, так и о межпланетной плазме, из-за неоднородностей которой мы наблюдаем явление мерцаний.

К настоящему времени для радиодиапазона известно только два способа достичь углового разрешения лучше  $1''$ . Первый способ — это использование интерферометров. В метровом диапазоне длин волн наблюдения с таким разрешением носят пока единичный характер. Второй способ связан с использованием метода межпланетных мерцаний. Он особенно эффективен в метровом диапазоне и дополняет интерферометрические наблюдения, проводимые на высоких частотах.

Ранее на Большой синфазной антенне (БСА) Пушинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) АКЦ ФИАН, являющейся одним из крупнейших в мире радиотелескопов в метровом диапазоне, проводились исследования отдельных источников [1]. Наблюдения были поставлены на ЭВМ "М6000", которая устарела физически и морально. Для повышения эффективности обзора мерцающих источников по всему небу было необходимо сделать автоматизацию наблюдений с возможностью записи информации по многим каналам, выдачей текущей информации на экран и записью на жёсткий диск больших массивов информации в реальном режиме времени. Кроме того, чрезвычайно важно разработать методику обзора и калибровку инструмента.



## 2. АППАРАТНЫЕ И ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА КОМПЛЕКСА

В 1994 г. был создан автоматизированный комплекс обзора мерцающих источников на антенне БСА ФИАН [2], включающий в себя наблюдательную станцию и центральный компьютер управления антенной (рис. 1), объединённые в локальную компьютерную сеть. Данная конфигурация комплекса была обусловлена необходимостью обеспечить возможность установки антенны вдали от других наблюдательных станций.

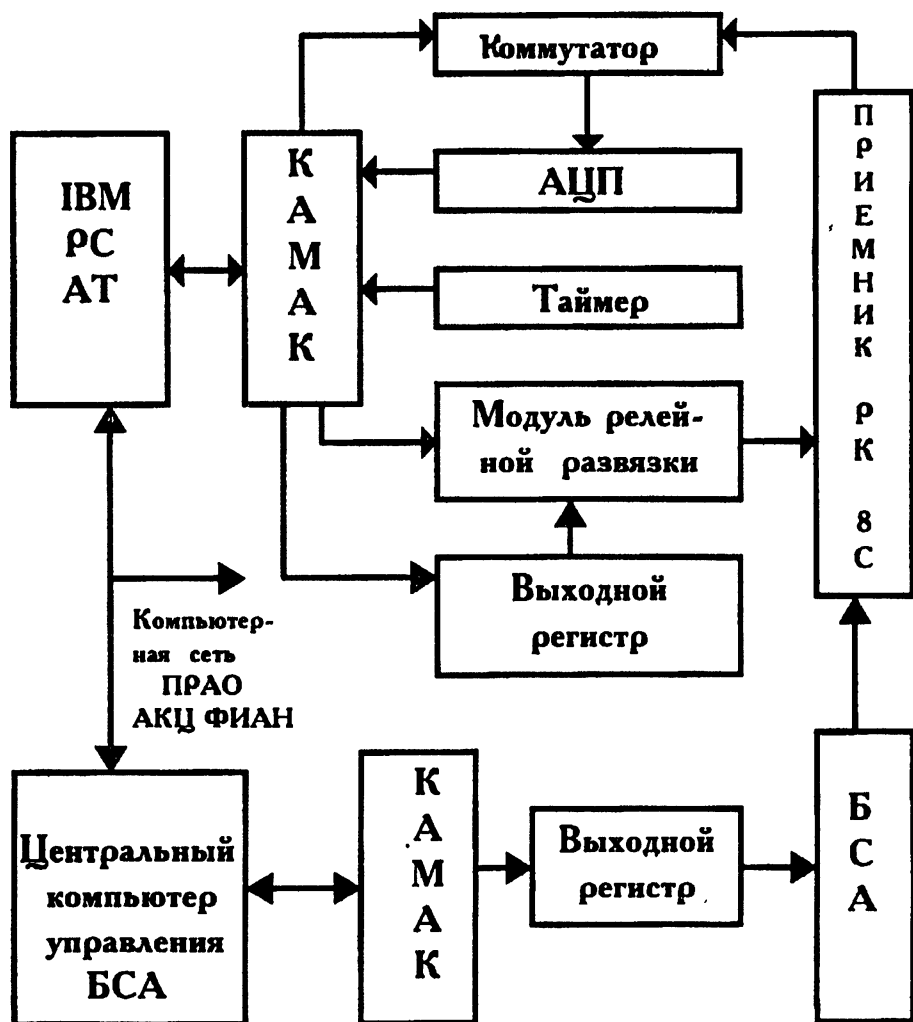


Рис. 1.

Наблюдательная станция состоит из компенсационного радиометра, компьютера ИВМ РС/АТ и устройств связи с объектом (УСО) в стандарте КАМАК: адаптера РС-КАМАК, аналогового коммутатора, АЦП, таймера, модулей управления приёмником.

Радиометр представляет собой супергетеродин с однократным преобразованием частоты, имеет 8 выходов аналогового сигнала, а также управление усилением, постоянной времени и смещением нуля выходного сигнала. Управление может осуществляться как вручную, так и от ЭВМ.

Управление приёмником осуществляется с помощью выходного регистра. Так как уровни управляющих сигналов приёмника отличаются от стандартных уровней ТТЛ, для их согласования применён модуль релейной развязки.

Установку диаграммы направленности антенны производит центральный компьютер БСА посредством УСО в стандарте КАМАК (выходной регистр).

Программное обеспечение состоит из совокупности программ управления антенной и регистрации, обеспечивающей в реальном масштабе времени сбор, первичную обработку информации, управление приёмником.

Перед проведением эксперимента на приёмнике устанавливаются заданные значения усиления и постоянной времени. Во время, указанное в файле задания, программа регистрации начинает съём отсчётов с приёмника. Данные отображаются в графическом виде на экране компьютера и записываются в файл на жёстком диске.

В процессе наблюдений программа оценивает уровень сигнала на выходах приёмника и при превышении заданного уровня выдаёт команду на смещение "нуля" по данному каналу.

Программа управления антенной производит разбор командной строки, установку параметров антенны в заданный момент московского или звёздного времени, ведение журнала работы и звуковую сигнализацию установки антенны. Запуск программы производится либо из командного файла, выполняющегося непосредственно на центральном компьютере, либо по локальной сети от наблюдательной станции.

Весь комплекс включён в локальную компьютерную сеть ПРАО АКЦ ФИАН.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны и опробованы в эксплуатации автоматизированный комплекс наблюдений межпланетных мерцаний и методика наблюдений межпланетных мерцаний. В течение трёх лет комплекс эффективно эксплуатируется на крупном радиотелескопе метрового диапазона БСА ФИАН.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Артюх В. С. //Астрон. журн., 1981. Т. 58. С. 208.

2. Исаев Е. А., Лапаев К. А., Тюльбашев С. А. //Тез. докл. XXVI Радио-астрон. конф. — С.-Петербург: ИПА, 1995. С. 386.

Астрокосмический центр  
Физического института им.  
П. Н. Лебедева

Поступила в редакцию  
30 декабря 1996 г.

#### **AUTOMATED COMPLEX OF THE SURVEY OF SCINTILLATING SOURCES**

*E. A. Isaev, K. A. Lapayev, S. A. Tyul'bashev, E. V. Galat*

Automated complex of the survey of scintillating sources on the basis of two personal computers is created, one of which executes data acquisition of the information and control of the receiver, the other — control of aerial. Modules are used in the standard CAMAC as a device of communication with the object. The software consists of a set of programs, working in the real time of scale, the data acquisition and primary processing of information, control of the receiver and aerial.

УДК 621.371:526.2+551.526+528.811+551.501

## КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ТЕОРИЯ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА И ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДЫ СО СЛУЧАЙНЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

*К. П. Гайкович*

Представлены результаты спектрального подхода к развитой ранее статистической теории температурного распределения и теплового радиоизлучения среды (полупространства), которая основана на результатах совместного решения уравнений переноса теплового радиоизлучения и теплопроводности. Получены соотношения, выражающих ковариационные функции профиля температуры и яркостной температуры излучения через статистические параметры температуры на границе полупространства, которая рассматривается как случайная стационарная функция времени. Исследованы возможности применения теории к реальной атмосфере. Обнаружен предсказанный эффект сдвига во времени максимума функций корреляции.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде работ [1–6] была развита теория формирования теплового радиоизлучения среды (полупространства), температурное распределение в которой формируется под влиянием динамики граничных условий — температуры поверхности или теплового потока через поверхность этой среды. На основе совместного решения уравнений переноса теплового излучения и теплопроводности оказалось возможным получить соотношения, выражающие яркостную температуру теплового излучения среды в виде интеграла по времени от этих граничных условий [1–3], а позднее удалось обратить эти уравнения [4–6] и получить соотношения, выражающие граничные условия и распределение (профиль) температуры среды через эволюцию её яркостной температуры. Таким образом, было получено корректное решение задачи одноволнового радиометрического дистанционного зондирования температурного профиля среды.

Эти результаты были использованы в [4–6] для радиометрических исследований суточной тепловой динамики грунта (использовались измерения динамики яркостных температур теплового радиоизлучения грунта на длинах волн 0,8 и 3 см), а также пограничного слоя атмосферы (использовались измерения собственного теплового радиоизлучения атмосферы на длине волны 0,5 см (60 ГГц) в центре полосы поглощения атмосферного кислорода).

Помимо указанного выше непосредственного применения полученные уравнения стали основой развитой в [7–9] корреляционной теории теплового режима и теплового излучения среды, в которой граничное условие для температуры рассматривалось как случайная функция времени. Линейность исходных соотношений позволила выразить все статистические параметры среды (дисперсии, ковариационные функции) через статистические характеристики температуры на её поверхности в виде линейных интегральных выражений на основе известного подхода в теории стационарных случайных процессов для линейных систем, приводящего к соотношениям Винера–Ли.

Поскольку полученные выражения представляют собой свёртку, представлялось естественным применить в анализе спектральный подход, изложение которого и составляет основное содержание данной работы. В результате удалось получить существенно более простые результаты для статистических параметров в виде однократных интегралов. Для экспоненциального вида ковариационной функции поверхностной температуры ряд результатов удалось получить в явном виде.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим сначала однородное полупространство (результаты будут представлены в форме, которая справедлива как для  $z \geq 0$ , так и для  $z \leq 0$ ) с постоянными параметрами: коэффициентом температуропроводности  $a^2$  и коэффициентом поглощения теплового радиоизлучения  $\gamma$ , который может зависеть от длины волны  $\lambda$ . Для последующего анализа потребуются спектральные передаточные функции для двух соотношений. Первое из них определяет температурное распределение полупространства как функцию глубины и времени, если задано граничное условие для температуры  $T(0, t) = T_0(t)$ :

$$T(z, t) = \int_0^{\infty} T_0(t - \tau) \frac{|z|}{\sqrt{4\pi a^2 \tau^3}} \exp\left(-\frac{z^2}{4a^2 \tau}\right) d\tau. \quad (1)$$

Второе определяет эволюцию яркостной температуры теплового радиоизлучения среды через то же самое граничное условие [5–6]:

$$T_x(t) = \int_0^{\infty} T_0(t - \tau) \left[ \frac{\gamma a}{\sqrt{\pi \tau}} - (\gamma a)^2 \operatorname{erfc}(\gamma a \sqrt{\tau}) e^{(\gamma a)^2 \tau} \right] d\tau. \quad (2)$$

Известно, что для свёртки  $y(t) = \int_0^{\infty} x(t - \tau) h_x(\tau) d\tau$  (для физически реализуемых процессов  $h_x(\tau) = 0$  при  $\tau < 0$ ) передаточная функция представляет собой фурье-преобразование от  $h_x$ , т.е.

$H_x(i\omega) = \int_0^{\infty} h_x(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau$ . Из (1) и (2) имеем соответственно

$$H_T(i\omega) = e^{-\frac{|z|}{a}\sqrt{i\omega}}, \quad H_{T_x}(i\omega) = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{i\omega}{(\gamma a)^2}}}. \quad (3)$$

Модуль и аргумент передаточных функций (3) определяет амплитуду и фазовый сдвиг в известных соотношениях, следующих из (1), (2) для периодического граничного условия. Квадрат модуля этих функций является основной величиной в последующем корреляционном анализе:

$$|H_T(i\omega)|^2 = e^{-\frac{|z|}{a}\sqrt{2\omega}}, \quad |H_{T_x}(i\omega)|^2 = \frac{1}{1 + \frac{\sqrt{2\omega}}{\gamma a} + \frac{\omega}{(\gamma a)^2}}. \quad (4)$$

### 3. ВЫВОД ФОРМУЛ ДЛЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Если граничное условие для температуры — случайная функция с заданным средним значением  $\langle T_0 \rangle$ , среднеквадратичным отклонением  $\sigma_{T_0}$  и автоковариационной функцией  $B_{T_0 T_0}(\tau) = \langle (T_0(t) - \langle T_0 \rangle)(T_0(t+\tau) - \langle T_0 \rangle) \rangle$  со спектральной плотностью мощности  $\Phi_{T_0 T_0}(\omega)$ , то спектральные плотности температуры и теплового излучения определяются как

$$\Phi_{TT}(\omega) = |H_T(i\omega)|^2 \Phi_{T_0 T_0}(\omega), \quad \Phi_{T_x T_x}(\omega) = |H_{T_x}(i\omega)|^2 \Phi_{T_0 T_0}(\omega). \quad (5)$$

Обратное фурье-преобразование (5) для реальных процессов определяет, как известно, автоковариационные функции, которые для температуры (на произвольном уровне  $z$ ) и яркостной температуры (на длине волны  $\lambda$ ) имеют вид

$$B_{TT}(\tau, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\frac{|z|}{a}\sqrt{2\omega}} \cos(\omega\tau) \Phi_{T_0 T_0}(\omega) d\omega, \quad (6)$$

$$B_{T_x T_x}(\tau, \lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\cos(\omega\tau) \Phi_{T_0 T_0}(\omega)}{1 + \frac{\sqrt{2\omega}}{\gamma(\lambda)a} + \frac{\omega}{(\gamma(\lambda)a)^2}} d\omega. \quad (7)$$

Общие выражения, полученные в [7–9], позволяют, используя автоковариационные функции (6–7), определить три основные ковариационные функции: межуровневую ковариационную функцию температуры  $B_{T_2 T_1}(z_2, z_1, \tau)$ , межволновую ковариационную функцию яркостной температуры  $B_{T_{\lambda_1} T_{\lambda_2}}(\lambda_1, \lambda_2, \tau)$  и совместную ковариационную функцию  $B_{T_x T}(z, \lambda, \tau)$  между яркостной температурой на длине волны  $\lambda$  и температурой на уровне  $z$ . Через эти функции можно выразить все статистические параметры теплового режима и излучения рассматриваемой

среды. При перестановке параметров ковариационных функций справедливо  $B_{yx}(\tau) = B_{xy}(-\tau)$ . Для средних значений из единичной нормировки интегральных соотношений следует  $\langle T(z) \rangle = \langle T_0 \rangle$ ,  $\langle T_x \rangle = \langle T_0 \rangle$ .

Для ковариационной матрицы температуры имеем [7-9]

$$B_{T_2 T_1}(z_2, z_1, \tau) = \int_0^{\infty} B_{TT}(\tau - \tau', z_2) \frac{|z_1 - z_2|}{2\sqrt{\pi a}} e^{-\frac{(z_1 - z_2)^2}{4a^2 \tau'}} \frac{d\tau'}{(\tau')^{3/2}}. \quad (8)$$

Подставляя (6) в (8), меняя порядок интегрирования и вычисляя внутренний интеграл по  $\tau'$ , получаем

$$\begin{aligned} B_{T_2 T_1}(z_2, z_1, \tau) = \\ = \int_0^{\infty} \frac{1}{\pi} \exp\left(-\frac{\sqrt{2\omega}}{a} \cdot \frac{|z_1| + |z_2|}{2}\right) \cos\left(\omega\tau - \frac{\sqrt{2\omega}}{a} \cdot \frac{|z_1| - |z_2|}{2}\right) \Phi_{T_0 T_0}(\omega) d\omega. \end{aligned} \quad (9)$$

Согласно [7-9] для межволновой ковариационной функции справедливо представление

$$\begin{aligned} B_{T_{x1} T_{x2}}(\lambda_1, \lambda_2, \tau) = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} B_{T_x T_x}(\tau, \lambda_1) + \\ + \left(1 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) \int_0^{\infty} B_{T_x T_x}(\tau - \tau', \lambda_1) \frac{\gamma_2 a}{\sqrt{\pi \tau'}} \left[1 - \sqrt{\pi \tau'} (\gamma_2 a) e^{(\gamma_2 a)^2} \operatorname{erfc}(\gamma_2 a \sqrt{\tau'})\right] d\tau'. \end{aligned} \quad (10)$$

Подставляем автоковариационную функцию (7) в (10), также, как и выше, меняем пределы интегрирования, берём внутренний интеграл по  $\tau'$  и имеем

$$\begin{aligned} B_{T_{x1} T_{x2}}(\lambda_1, \lambda_2, \tau) = \\ = \int_0^{\infty} \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\cos(\omega\tau) \left[1 + \frac{\sqrt{2\omega}}{2a} \left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\right) + \frac{\omega}{a^2 \gamma_1 \gamma_2}\right] + \sin(\omega\tau) \frac{\sqrt{2\omega}}{2a} \left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1}\right)}{\left(1 + \frac{\sqrt{2\omega}}{\gamma_1 a} + \frac{\omega}{(\gamma_1 a)^2}\right) \left(1 + \frac{\sqrt{2\omega}}{\gamma_2 a} + \frac{\omega}{(\gamma_2 a)^2}\right)} \times \\ \times \Phi_{T_0 T_0}(\omega) d\omega. \end{aligned} \quad (11)$$

И, наконец, из выражения для совместной ковариационной функции [7-9]

$$\begin{aligned}
 B_{T_s T}(\lambda, z, \tau) = & \\
 = \int_0^\infty B_{T_s T_s}(\tau - \tau', \lambda) \frac{|z|}{2\sqrt{\pi a}} e^{-\frac{z^2}{4a^2 \tau'}} \frac{d\tau'}{(\tau')^{3/2}} + & \\
 + \frac{1}{\gamma(\lambda)a} \int_0^\infty \frac{\partial B_{T_s T_s}(\tau - \tau', \lambda)}{\partial \tau'} e^{-\frac{z^2}{4a^2 \tau'}} \frac{d\tau'}{(\pi \tau')^{1/2}}, & \quad (12)
 \end{aligned}$$

также, подставляя автоковариационную функцию яркостной температуры (7) и выполняя преобразования, аналогичные описанным выше, получаем

$$\begin{aligned}
 B_{T_s T}(\lambda, z, \tau) = & \\
 = \int_0^\infty \frac{1}{\pi} \frac{\cos\left(\omega\tau - \frac{|z|}{a} \frac{\sqrt{2\omega}}{2}\right) - \frac{\sqrt{2\omega}}{2\gamma a} \left[\sin\left(\omega\tau - \frac{|z|}{a} \frac{\sqrt{2\omega}}{2}\right) - \cos\left(\omega\tau - \frac{|z|}{a} \frac{\sqrt{2\omega}}{2}\right)\right]}{1 + \frac{\sqrt{2\omega}}{\gamma a} + \frac{\omega}{(\gamma a)^2}} \times & \\
 \times e^{-\frac{|z|}{a} \cdot \frac{\sqrt{2\omega}}{2}} \Phi_{T_0 T_0}(\omega) d\omega. & \quad (13)
 \end{aligned}$$

Эти соотношения определяют величины дисперсий температуры и яркостной температуры  $\sigma_T^2(z) = B_{T_1 T_2}(z, z, 0)$ ,  $\sigma_{T_s}^2(\lambda) = B_{T_{s1} T_{s2}}(\lambda, \lambda, 0)$ , автоковариационных функций  $B_{TT}(z, \tau) = B_{T_1 T_2}(z, z, \tau)$ ,  $B_{T_s T_s}(\lambda, \tau) = B_{T_{s1} T_{s2}}(\lambda, \lambda, \tau)$  и соответствующих корреляционных функций температуры и теплового излучения  $R_{T_1 T_2}(z_1, z_2, \tau) = \frac{B_{T_1 T_2}(z_1, z_2, \tau)}{\sigma_T(z_1)\sigma_T(z_2)}$ ,  $R_{T_{s1} T_{s2}}(\lambda_1, \lambda_2, \tau) = \frac{B_{T_{s1} T_{s2}}(\lambda_1, \lambda_2, \tau)}{\sigma_{T_s}(\lambda_1)\sigma_{T_s}(\lambda_2)}$ ,  $R_{T_s T}(\tau) = \frac{B_{T_s T}(\tau)}{\sigma_{T_s}(\lambda)\sigma_T(z)}$ . Если тепловое излучение принимается с направления, составляющего угол места  $\theta$  с поверхностью среды, то приведённые выше формулы сохраняют силу при замене  $\gamma \rightarrow \gamma / \sin(\theta)$  (при необходимости нетрудно учесть также отражение и преломление на границе среды).

Можно заметить, что любую из приведённых выше ковариационных функций можно выразить через характерные временные параметры, введённые в [5-6], — время прогрева среды на толщину скин-слоя  $\Gamma = 1/(\gamma a)^2$  (толщина скин-слоя  $d = 1/\gamma$ ) и время прогрева среды на толщину  $z$  —  $\Gamma_z = z^2/a^2$ . Тогда  $B_{T_1 T_2}(z_1, z_2, \tau) = B_{T_1 T_2}(\Gamma z_1, \Gamma z_2, \tau)$ ,  $B_{T_{s1} T_{s2}}(\lambda_1, \lambda_2, \tau) = B_{T_{s1} T_{s2}}(\Gamma_1, \Gamma_2, \tau)$ ,  $B_{T_s T}(\lambda, z, \tau) = B_{T_s T}(\Gamma, \Gamma z, \tau)$ . Кроме того, эти функции должны зависеть, по крайней мере, от одного временного параметра, характеризующего ковариационную функцию поверхностной температуры.

Для экспоненциального вида этой ковариационной функции

$$B_{T_0 T_0}(\tau) = \sigma^2 \exp(-\tau/\tau_0), \quad (14)$$



где характерный масштаб времени  $\tau_0$  — время корреляции, имеющей спектральную плотность

$$\Phi_{T_0 T_0}(\omega) = \frac{2\sigma^2}{\tau_0 \left[ \omega^2 + \left( \frac{1}{\tau_0} \right)^2 \right]}, \quad (15)$$

основные ковариационные функции путём замены переменной интегрирования  $\omega' = \sqrt{2\omega\tau_0}$  выражаются через три безразмерных параметра каждая (не считая множителя  $\sigma^2$ ), что существенно упрощает анализ (в полученных выражениях выполнено обратное переобозначение  $\omega' \rightarrow \omega$ ):

$$\begin{aligned} B_{T_2 T_1}(r_{z_2}, r_{z_1}, r_\tau) = \\ = \frac{8\sigma^2}{\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{r_{z_1} + r_{z_2}}{2}\omega} \cos \left( \frac{r_\tau^2}{2}\omega^2 - \frac{r_{z_1} - r_{z_2}}{2}\omega \right) \frac{d\omega}{\omega^4 + 4}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} B_{T_{z_1} T_{z_2}}(r_1, r_2, r_\tau) = \\ = \frac{32\sigma^2}{\pi} \int_0^\infty \frac{[\frac{r_1 r_2}{2}\omega^2 + \frac{r_1 + r_2}{2}\omega + 1] \cos \left( \frac{r_\tau^2}{2}\omega^2 \right) + \frac{r_2 - r_1}{2}\omega \sin \left( \frac{r_\tau^2}{2}\omega^2 \right)}{(r_1^2\omega^2 + 2r_1\omega + 2)(r_2^2\omega^2 + 2r_2\omega + 2)} \cdot \frac{d\omega}{\omega^4 + 4}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} B_{T_z T}(r, r_z, r_\tau) = \\ = \frac{16\sigma^2}{\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{r_z}{2}\omega} \frac{\cos \frac{r_\tau^2\omega^2 - r_z\omega}{2} - \frac{1}{2}r\omega \left[ \sin \frac{r_\tau^2\omega^2 - r_z\omega}{2} - \cos \frac{r_\tau^2\omega^2 - r_z\omega}{2} \right]}{r^2\omega^2 + 2r\omega + 2} \cdot \frac{d\omega}{\omega^4 + 4}, \end{aligned} \quad (18)$$

где  $r_z = \sqrt{\frac{\Gamma_z}{\tau_0}}$ ,  $r = \sqrt{\frac{\Gamma}{\tau_0}}$ ,  $r_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\tau_0}}$ . Из (16)–(18) видно, что соответствующие автоковариационные функции определяются двумя безразмерными параметрами, а дисперсии — одним. Для ковариационной функции (14) некоторые статистические характеристики могут быть выражены и в явном виде. В частности,

$$\sigma_{T_z}^2 = \sigma^2 \left( \frac{4}{\pi} \cdot \frac{r^2 \ln r}{r^4 - 1} + \frac{1 - r}{(r^2 + 1)(r + 1)} \right), \quad (19)$$

$$B_{T_z T_0}(\tau) = \frac{\sigma^2}{1 + r} e^{-|\frac{\tau}{\tau_0}|} = \frac{\sigma^2}{1 + r} e^{-r\tau} \quad \text{при } \tau \geq 0, \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
 & B_{T_x T_0} = \\
 & = \sigma^2 \left\{ e^{-r^2} + e^{-r^2} \frac{r^2}{1+r^2} \left[ \frac{r\tau}{r} {}_1F_1 \left( \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, r^2 \right) + e^{-[(\frac{r\tau}{r})^2 + r^2]} \operatorname{erfc} \left( \frac{r\tau}{r} \right) - 1 \right] - \right. \\
 & \left. - e^{-r^2} \frac{r^2}{1-r^2} \left[ \frac{1}{r} \operatorname{erfc}(r^2) - e^{[(\frac{r\tau}{r})^2 - r^2]} \operatorname{erfc} \left( \frac{r\tau}{r} \right) \right] \right\}, \quad \text{при } \tau < 0,
 \end{aligned}$$

$$B_{T T_0}(\tau) = \sigma^2 e^{-|\frac{L}{\lambda}| - \frac{\tau}{T_0}} = \sigma^2 e^{-(r_* + r^2)}, \quad \text{при } \tau \geq 0, \quad (21)$$

где  $L = a\sqrt{T_0}$ ,  $T_0$  — поверхностная температура. Величина  $L$  определяет характерное расстояние проникновения случайных температурных вариаций в толщу среды. Представляется весьма интересным, что максимум корреляции параметров достигается со сдвигом во времени, поскольку ковариационные функции не симметричны относительно  $\tau = 0$ . В частности, коэффициент корреляции между поверхностной температурой и температурой на некотором уровне достигает максимума при сдвиге предиктора в прошлое на определенное время, которое возрастает с ростом высоты. Как это уже отмечалось в [7–9], физически это обстоятельство связано с тем, что температурные вариации передаются от поверхности в более глубокие слои не мгновенно, а через механизм теплопроводности.

#### 4. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ К АТМОСФЕРЕ

Полученные выше формулы позволили создать эффективные программы для численного расчёта статистических параметров, и для ковариационной функции поверхностной температуры вида (14) были выполнены детальные исследования. На рис. 1 представлены результаты вычисления коэффициента корреляции  $R_{T_0 T}$  температуры на уровне  $z$  в момент  $t + \tau$  со своим поверхностным значением в момент  $t$  в зависимости от безразмерных параметров  $r_z$  и  $r_\tau$ , которые характеризуют глубину и временной сдвиг соответственно. Можно видеть, как корреляционная функция температуры, имеющая на поверхности симметричный относительно точки  $r_\tau = 0$  вид, (14), с ростом глубины постепенно теряет симметрию, а её максимум, постепенно убывая, смещается в направлении будущего. Получается, что, начиная с некоторой глубины, статистическая оценка глубинной температуры по текущему значению поверхностной (известная в применении к атмосферным задачам как “оптимальная экстраполяция”) становится практически неинформативной, тогда как, если использовать для этой цели значения поверхностной температуры в определённый момент в прошлом, корреляция может быть почти полной.

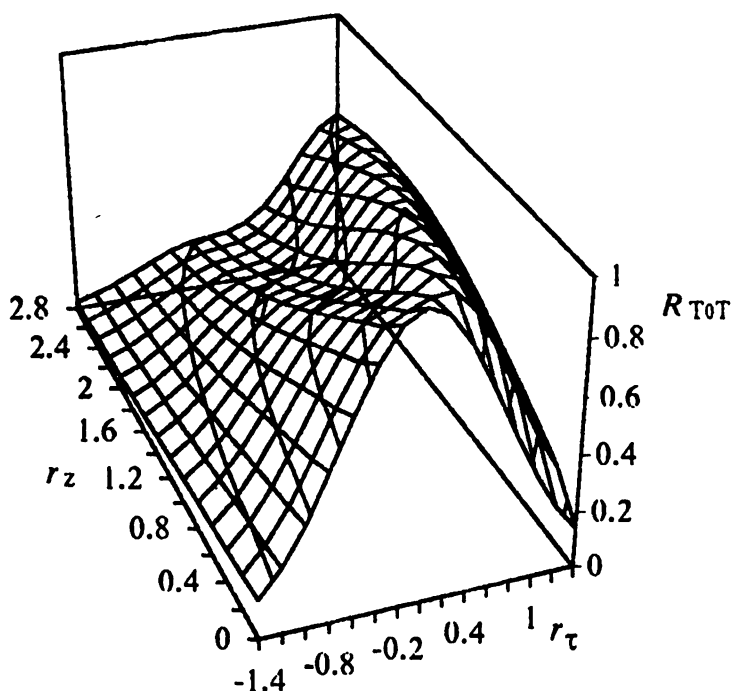


Рис. 1.

На рис. 2 представлена корреляционная функция  $R_{T_1 T_2}$  между температурой на уровне  $z_2$  в момент  $t + \tau$  и температурой на уровне  $z_1$  (ему соответствует значение  $r_{z1} = 2$ ) в момент  $t$ . На уровне  $r_{z2} = r_{z1}$  корреляционная функция (автокорреляционная в этой точке) симметрична относительно временного сдвига, но более широка, чем (14). При смещении  $z_2$  к поверхности максимум корреляции, убывая, смещается в прошлое, а при удалении от поверхности — в будущее.

Весьма интересна функция корреляции  $R_{T_z T}$  между яркостной температурой при значении параметра  $\tau = 1$  — (этот параметр характеризует толщину слоя, в котором формируется излучение) и температурой на уровне  $z$  (рис. 3). Эта функция достигает максимума на некоторой глубине  $z$ , для которой безразмерный параметр  $r_z$  приближается к значению  $\tau$ . При смещении  $z$  от этого уровня к поверхности максимум корреляции смещается в прошлое, при удалении от поверхности — в будущее.

И, наконец, на рис. 4 представлена межчастотная функция корреляции  $R_{T_{z1} T_{z2}}$ . На одной из длин волн безразмерный параметр фиксирован ( $r_1 = 1$ ) и можно видеть зависимость от параметра  $r_2$  и временного сдвига, определяемого параметром  $r_\tau$ . Видно, что корреляция достигает максимума при  $r_2 = r_1$  и весьма медленно убывает, незначительно смещаясь в будущее по мере роста  $r_2$ , или в прошлое — при  $r_2 < r_1$ .

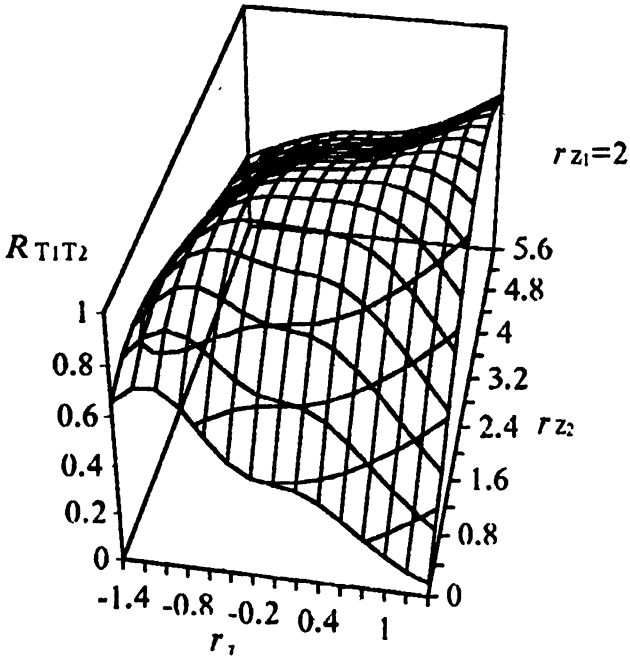


Рис. 2.

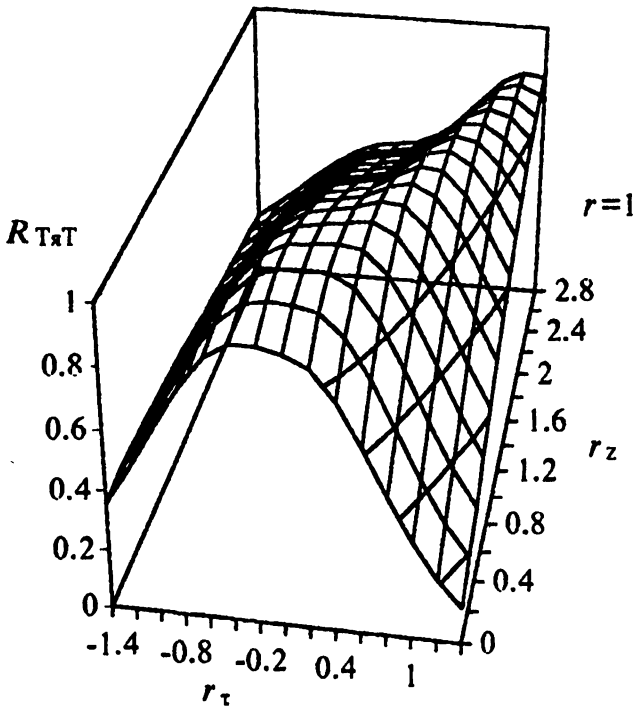


Рис. 3.

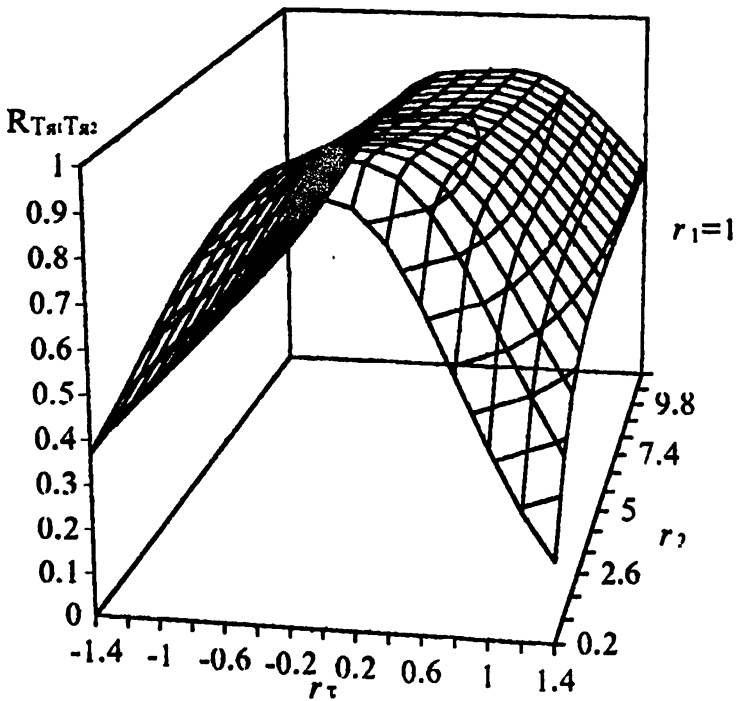


Рис. 4.

Применимость развитой теории для реальных сред (атмосферы, грунта), как уже отмечалось в [7–9], может ограничиваться при невыполнении условий однородности среды по её параметрам  $a^2$  и  $\gamma$ . Для грунта могут, разумеется, реализовываться самые разные ситуации. Однако среди них заведомо есть и такие, когда условия применимости теории выполнены. В атмосфере коэффициент турбулентной теплопроводности, как правило, весьма изменчив и по высоте, и по времени. Но в этом случае исследование степени и условий применимости теории облегчает наличие метеорологической статистики.

В первую очередь следует отметить, что экспоненциальная автоковариационная функция поверхностной температуры вида (14) хорошо описывает реальную ситуацию. На рис. 5 представлена структурная функция отклонений поверхностной температуры от среднего (что позволяет исключить сезонную нестационарность), рассчитанная по данным за 70 лет ежедневных (с интервалом в сутки) наблюдений в континентальных условиях ЕТ России. Погрешность, связанная с объёмом выборки, оценивается в  $0,8 \text{ K}^2$ . Ковариационной функции вида (14) соответствует структурная функция

$$D_{T_0 T_0}(\tau) = D_\infty (1 - \exp(-\tau/\tau_0)). \quad (22)$$

Минимальное среднеквадратичное отклонение (22) от расчётной по метеоданным (см. рис. 5) составляет  $0,75 \text{ K}^2$  при  $\tau_0 = 3,0$  суток,  $D_\infty = 55,85 \text{ K}^2$ , т.е. статистическая гипотеза о том, что структурная функция имеет вид (22) соответствует данным наблюдений в пределах выборочной погрешности. Тем самым, справедлива и ковариационная функция (14) с тем же самым значением  $\tau_0 = 3,0$  суток и  $\sigma = \sqrt{D_\omega/2} = 5,3 \text{ K}$ . Этот результат позволяет достаточно обоснованно применять экспоненциальную ковариационную функцию (14) для последующего анализа. Он имеет также и более глубокий физический смысл, поскольку такой вид имеет ковариационная функция случайного процесса, порождённого пуассоновской выборкой, т.е. погодная температурная изменчивость атмосферы, по-видимому, может быть отнесена к процессам этого типа. Тогда величина  $\tau_0$  определяет одновременно как среднее время ожидания перемены температурного режима ("погоды"), так величину стандартного отклонения от этого среднего.

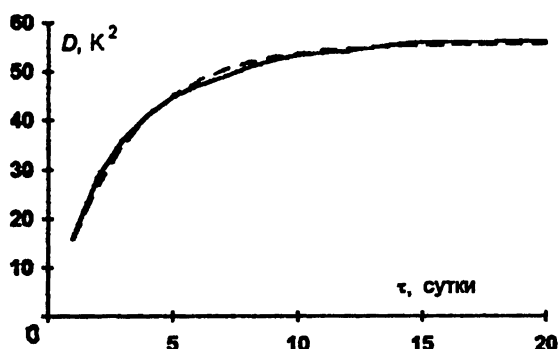


Рис. 5. Временная структурная функция приземной температуры атмосферы по данным многолетних метеорологических наблюдений (сплошная кривая) и её аппроксимация формулой (22) — пунктир.

Сравнительный анализ теории с эмпирическими статистическими параметрами для атмосферы был выполнен с использованием стандартных аэрозондовых данных метеорологических наблюдений за три месяца в одно и то же время суток (исследовались два ансамбля данных: наблюдения в континентальных условиях ЕТ России и в условиях тропического океана). Таким образом, можно было вычислить значения корреляционных функций атмосферы

только при величинах временного сдвига  $\tau$ , кратного одним суткам, что позволило не учитывать систематическую суточную динамику температуры в анализе. Сравнивались значения корреляционных параметров, вычисленные по зондовым данным, с соответствующими теоретическими значениями. Яркостные температуры атмосферы рассчитывались с учётом неоднородности коэффициента поглощения  $\gamma$  по высоте в диапазоне частот 54–60 ГГц (в полосе поглощения атмосферного кислорода) в зенитном направлении. В этом диапазоне толщина скин-слоя, где формируется тепловое радиоизлучение, меняется от 0,25 км (на 60 ГГц) до 1,8 км (на 54 ГГц) и влияние неоднородности коэффициента поглощения по высоте незначительно, поэтому при вычислении теоретических значений параметров использовалось приземное значение поглощения. Коэффициент тур-

булентной температуропроводности  $a^2$  является, в данном случае, единственным свободным параметром в теоретических соотношениях (16)–(18), что позволяет определять его эффективное значение (которое физически имеет смысл некоторого взвешенного среднего по высоте), добываясь наиболее близкого соответствия между теоретическими и рассчитанными по зондам значениями параметров. Наиболее подходящей величиной для этой цели представляются коэффициенты корреляции, поскольку в вариациях температуры и излучения среды можно ожидать наличие дополнительного вклада неучтённых компонент изменчивости температурного поля. Эти компоненты связаны с возможным влиянием конвекции, адвекции, лучистого теплообмена и выделения скрытой теплоты. Конвекция, хотя и не описывается уравнением теплопроводности, но сходна с теплопроводностью как фактор, выравнивающий температуру среды. Поэтому можно ожидать, что её влияние в определённой мере может учитываться теорией в эффективном значении  $a^2$ , поскольку такой коэффициент действительно может быть введен на основе известного понятия о характерной длине перемешивания. При нормировке на дисперсию ковариационных функций естественно ожидать, что влияние и других факторов на коэффициент корреляции, хотя бы отчасти, скомпенсируется. В данной работе для определения  $a^2$  использовался коэффициент корреляции между температурой и её приземным значением, причём без временного сдвига, потому что с течением времени неучтённая изменчивость коэффициента турбулентной диффузии должна приводить к уменьшению корреляции по сравнению с теорией. Оказалось, что наилучшее согласие получается при значении  $a^2 = 11,6 \text{ м}^2/\text{с}$ , что представляется весьма разумной оценкой. Результаты для континентальных и тропических условий оказались весьма сходными, поэтому ниже приводятся лишь первые.

На рис. 6 представлены рассчитанные по метеозондовым данным (эмпирические) и теоретические зависимости (16) коэффициента корреляции температуры с приземным значением  $R_{T_0T}$  от высоты  $z$  при значениях сдвига времени  $\tau = 0, \pm 1$  сут. При  $\tau = 0$  имеет место хорошее согласие до высоты около 1,5 км. Расхождение, наблюдаемое в более высоких слоях связано с тем, что, как можно видеть из рис. 7, в этих слоях возрастает вклад в вариации температуры компоненты, не связанной с процессом температуропроводности от поверхности, тогда как до высоты примерно 1 км высотная зависимость относительных вариаций хорошо описывается теорией (пунктир). Теория качественно правильно описывает ход зависимости  $R_{T_0T}$  при  $\tau = \pm 1$  сут. Можно видеть, что корреляционная функция несимметрична относительно  $\tau = 0$ , причём высота максимума корреляции при  $\tau = 1$  сут. совпадает с теоретической. При сдвиге времени на  $\tau = 1$  сут., начиная с некоторой высоты, коэффициент корреляции превышает значения корреляции для  $\tau = 0$ . Основное отличие зондовых коэффициентов корреляции от теории при  $\tau = \pm 1$  сут. состоит в их

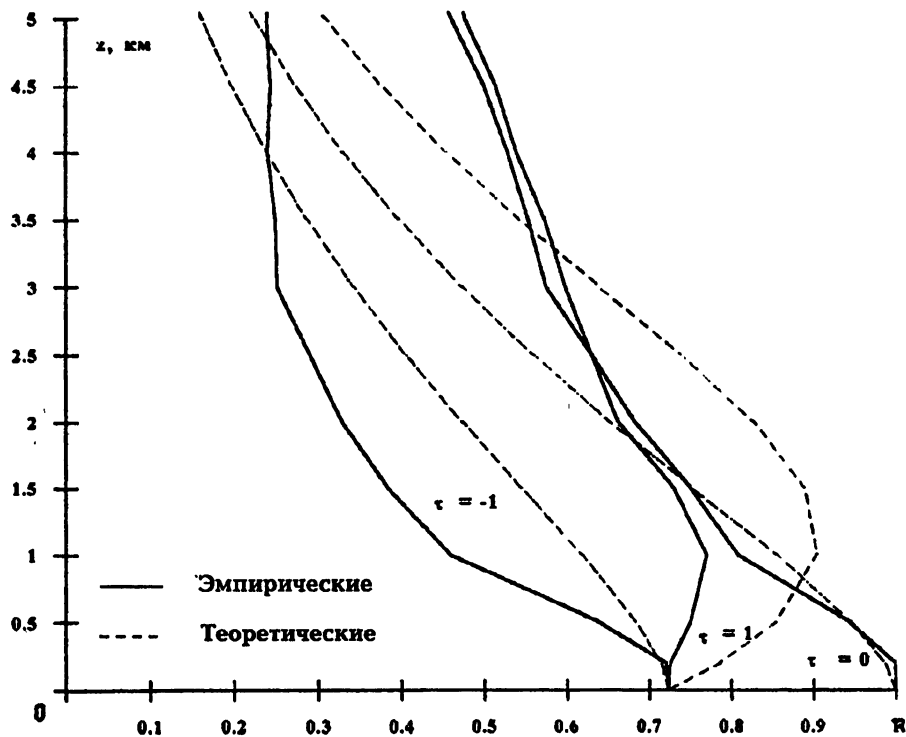
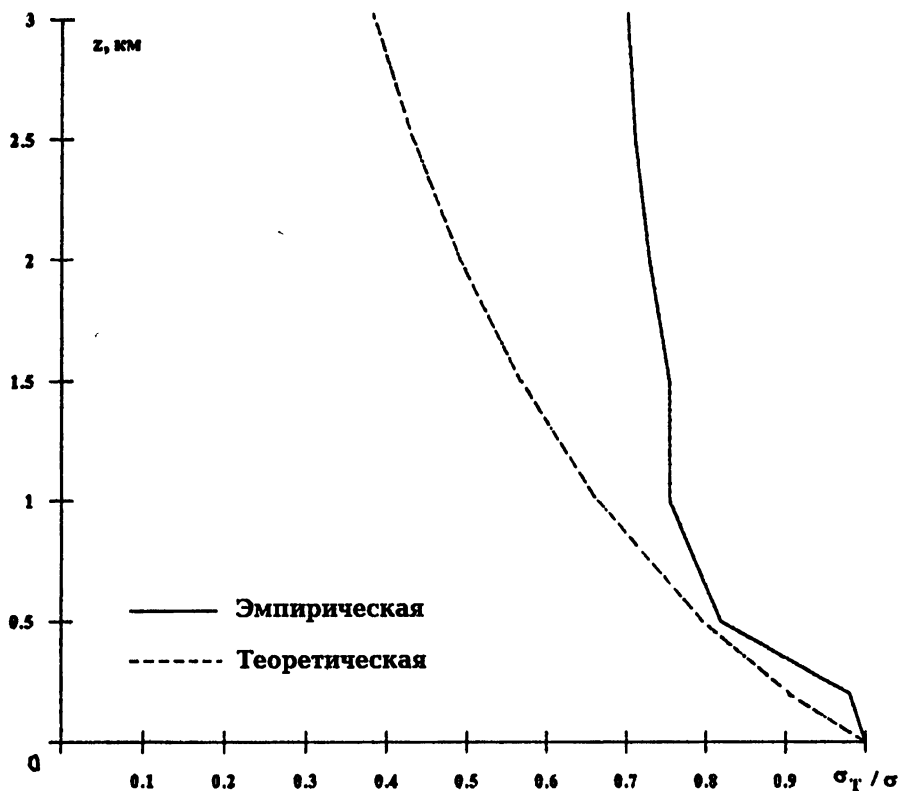


Рис. 6.

Рис. 7. Отношения среднеквадратичных вариаций температуры на высоте  $z$  к вариациям приземной температуры.



уменьшении по сравнению с теоретическими из-за влияния неучтённых в анализе факторов изменчивости температурного поля.

Один из важнейших результатов сравнения состоит в том, что развитая теория позволяет эффективно определять относительный вклад в вариации температуры механизма теплопроводности и, соответственно, суммарный вклад других факторов. Высота, на которой эти вклады сравниваются, физически и является верхней границей пограничного слоя, в котором определяющую роль играет влияние поверхности.

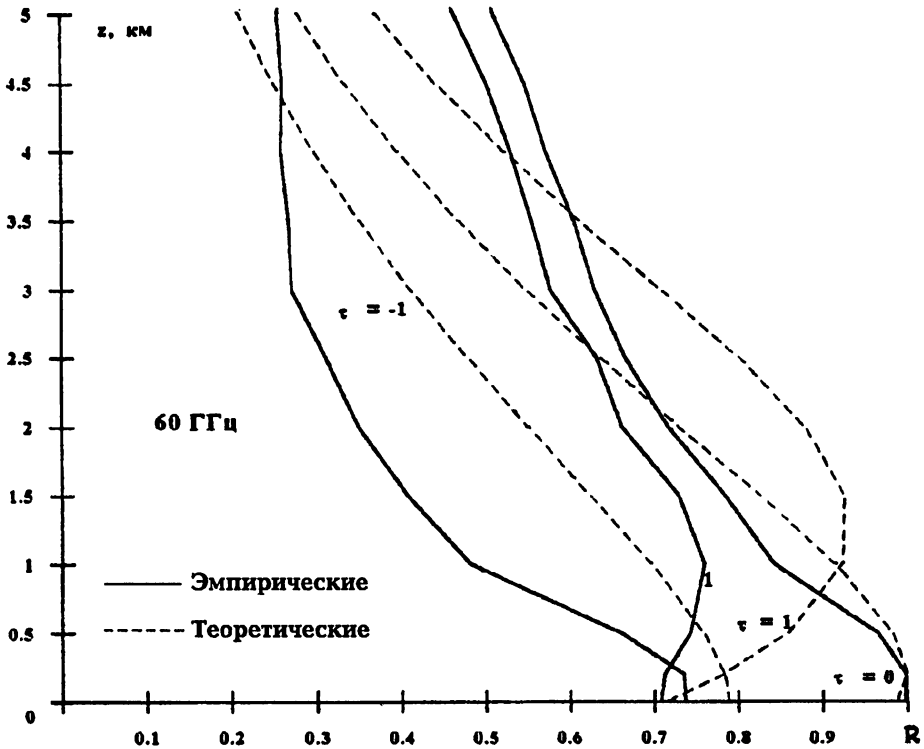


Рис. 8.

На рис. 8–9 можно видеть рассчитанные по зондам и из формулы (18) корреляционные функции  $R_{T,T}$  между яркостной температурой и температурой атмосферы на уровне  $z$  также при значениях временного сдвига  $\tau = \pm 1$  сут. для частот 60 ГГц (в центре полосы поглощения) и 54 ГГц (на склоне полосы). Для частоты 60 ГГц эти зависимости сходны с корреляцией с приземным значением (рис. 6), однако автоковариационные функции (при  $z = 0$ ) уже не симметричны относительно  $\tau = 0$ , что качественно правильно описывает теория. На частоте 54 ГГц эта несимметрия увеличивается (см. рис. 9), высота максимума корреляции при  $\tau = 0$  возрастает, поскольку излучение на 54 ГГц формируется в более толстом слое (1,8 км), чем на 60 ГГц (0,25 км) и чувствительно к вариациям на боль-

ших высотах. Все эти особенности качественно правильно описываются теорией.

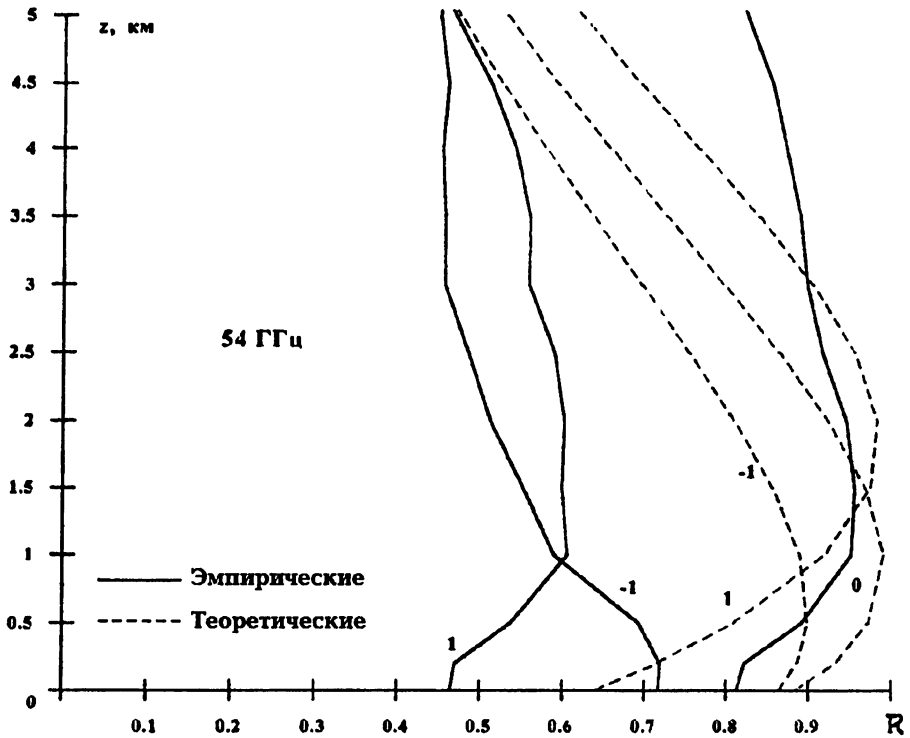


Рис. 9.

Наконец, на рис. 10 представлены результаты расчёта по зондам и по формуле (17) коэффициента корреляции  $R_{T_x T_x}$  между яркостной температурой на частоте 60 ГГц и яркостными температурами в диапазоне 54–60 ГГц для  $\tau = 0$ , а также величин относительных вариаций яркостной температуры  $\sigma_{T_x}/\sigma$  в этом же диапазоне. Можно видеть, что межчастотная корреляция правильно описывается теорией на частотах больше 56 ГГц, где она весьма близка к единице. Наиболее хорошее соответствие с теорией имеет место для относительных вариаций яркостной температуры. Превышение зондовых вариаций над теоретическими связано, как и для температурных вариаций, с неучитываемыми теорией факторами изменчивости атмосферы. Относительно слабая чувствительность этого параметра к таким факторам возможно позволит использовать его измерения для оценки эффективного значения коэффициента турбулентной диффузии по данным радиометрических измерений из простой формулы (19).

При временном сдвиге на  $\tau = \pm 2$  теория по-прежнему качественно правильно описывает соответствующие зависимости, однако роль отме-

ченных неучтённых факторов изменчивости атмосферы ещё более возрастает.

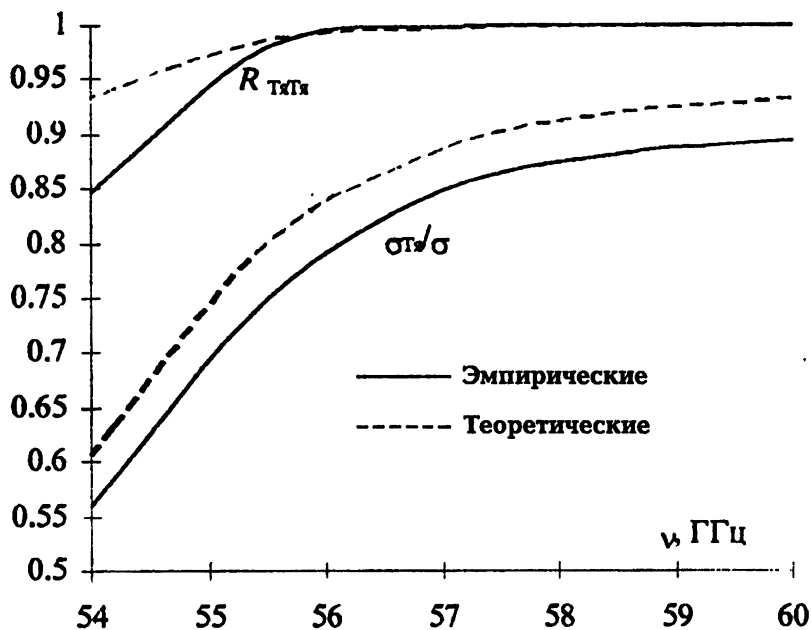


Рис. 9.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на основе спектрального подхода завершено начатое в [7–9] развитие корреляционной теории теплового режима и теплового излучения однородного полупространства с температурой на его границе — случайной функцией времени. В виде однократных интегралов удалось выразить все статистические параметры температуры и излучения через параметры среды: коэффициенты поглощения и температуропроводности. Для экспоненциальной ковариационной функции поверхностной температуры, применимость которой к реальной атмосфере показана на основе данных многолетней метеорологической статистики, ряд результатов получен в явном виде, выполнено численное исследование и сравнение с расчётами для ансамблей метеоданных.

Проведённое сравнение теории с расчётами по метеорологическим данным позволяет составить ясное впечатление о границах и степени её применимости. Теория позволяет выделить в вариациях температуры и теплового излучения вклад теплопроводности от поверхности; она качественно правильно описывает частотные и глубинные зависимости статистических параметров, а ряд параметров — и количественно, в

частности, вариации яркостной температуры, вариации и коэффициенты корреляции температуры с приземным значением и с яркостной температурой до высоты 1–1,5 км (в пограничном слое) при  $\tau = 0$  и, по-видимому, при временных сдвигах менее суток (несколько часов).

Это обстоятельство позволяет в принципе применять результаты для восстановления температурного профиля в пограничном слое атмосферы по данным радиометрических измерений в линии поглощения кислорода не только методом Тихонова [10–11], но и статистическими методами, в частности регрессионным или хорошо известным методом статистической регуляризации с использованием априорной информации о межуровневой ковариационной функции так же, как этот метод применялся в [12–14] для тропосферы. Ранее использование этого метода ограничивалось отсутствием необходимой метеорологической статистики и сомнением в принципиальной возможности выделения представительного статистического ансамбля для этой цели. Такие сомнения по-прежнему остаются, но уже нет препятствий для исследования и применения самого метода с использованием полученных результатов.

Задачами дальнейшего исследования являются, в первую очередь, пограничный слой и временные масштабы до суток. В теоретическом аспекте теория должна совершенствоваться в направлении учёта систематических изменений параметров среды в зависимости от глубины, что, очевидно, связано с большими техническими трудностями и, вероятно, достижимо в основном путём развития численных методов на основе общего подхода, изложенного в [8–9].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), проект № 96-02-16514.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гайкович К. П., Резник А. Н. //Изв. вузов. Радиофизика, 1989. Т. 33. № 11. С. 1343.
2. Гайкович К. П. //Исследование Земли из Космоса, 1990. № 6. С. 71.
3. Gaikovich K. P., Reznik A. N., Troitskii R. V. //Proc. of IGARSS-91, Helsinki, Univ. of Technology, Espoo, Finland, 1991. V. 3. P. 1195.
4. Гайкович К. П. //Изв. вузов. Радиофизика, 1993. Т. 36. № 1. С. 16.
5. Гайкович К. П. //Изв. вузов. Радиофизика, 1993. Т. 36. № 10. С. 912.
6. Gaikovich K. P. //IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens., 1994. V. 32. № 4. P. 885.
7. Gaikovich K. P. //Proc. of IGARSS-95, Florence, Italy (10-14 July), 1995. V. 1. P. 38.
8. Gaikovich K. P. //IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens., 1996, V. 34. № 2. P. 582.

9. Гайкович К. П. //Изв. вузов. Радиофизика, 1996. Т. 39. № 4. С. 399.
10. Гайкович К. П., Кадыгров Е. Н., Косов А. С., Троицкий А. В. // Изв. вузов. Радиофизика, 1992. Т. 35. № 2. С. 130.
11. Troitsky A. V., Gaikovich K. P., Gromov V. D., Kadygrov E. N., Kosov A. S. //IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens., 1993. V. 31. № 1. P. 116.
12. Gaikovich K. P., Markina N. N., Naumov A. P. et al. //Int. J. of Rem. Sens., 1983. V. 4. № 2. P. 419.
13. Westwater E. R., Sweezy W. B., McMillin L. M., Dean C. //J. Climate and Meteorology, 1984. V. 23. № 5. P. 689.
14. Askne J., Skoog G., Winberg E. //Int. J. Rem. Sens., 1985. V. 6. № 7. P. 1241.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
13 июня 1996 г.

**CORRELATION THEORY OF THE THERMAL SCHEDULE AND  
THERMAL RADIATION OF THE MEDIUM WITH RANDOM  
BOUNDARY CONDITIONS**

*K. P. Gaikovich*

The results are presented for the spectral approach to the early developed theory of the temperature distribution and thermal radiation of the medium (half-space), which is based on the results of joint solution of equations of the thermal radiation and the temperature conductivity transfer. Relations have been obtained, which show the covariance functions of the temperature profiles and the brightness temperature of the radiation by the statistical parameters of the temperature at the half-space boundary, which is considered as a random stationary time function. Possibilities are studied for the theory application to the real atmosphere. The predicted effect has been detected of the maximum shift in time of the correlation function.

УДК 534.222

## РОЛЬ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ГРАДИЕНТОВ И ВЕТРОВ В АТМОСФЕРЕ ПРИ ОЦЕНКАХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА СИСТЕМ РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

*В. О. Рапопорт, Н. А. Митяков, В. А. Зиничев, Н. И. Белова*

Рассмотрена теория радиоакустического зондирования атмосферы (РАЗ) с учётом зависимости от высоты температуры и ветра. В случае линейного профиля температуры получены выражения для мощности принимаемого сигнала. Вследствие отличия фронта акустической волны от сферы при учёте температурного градиента, можно ввести понятие прожекторной (Френелевской) зоны и зоны Фраунгофера. В зоне Френеля размер дифракционного пятна на земле определяется размерами антенн радара и мощность принимаемого сигнала пропорциональна  $z^{-2}$ . В зоне Фраунгофера размер пятна превышает размер антенн и мощность пропорциональна  $z^{-6}$ . Существующие установки РАЗ работают в прожекторной зоне. Это обстоятельство может явиться основой для создания нового метода диагностики крупномасштабной неоднородной структуры атмосферы, включая волновые возмущения.

Дистанционные измерения температурных профилей атмосферы методом радиоакустического зондирования (РАЗ) в настоящее время получили широкую известность. С помощью этого метода проводятся регулярные измерения профилей температуры воздуха до высот порядка 10 км на сети профилеров [1–7]. Известны также единичные измерения профилей температуры в интервале высот от 5 до 21 км с использованием уникального локатора, построенного по типу активной фазированной антенной решётки — МУ-радара [8, 9].

Метод РАЗ основан на использовании явления резонансного рассеяния электромагнитных волн на периодической структуре показателя преломления (Брегговское рассеяние), создаваемой движущимся пакетом акустических волн, и явления фокусировки рассеянного поля сферическим фронтом акустической волны.

Первоначальные оценки эффективности метода РАЗ, основанные на предположении о сферичности фронта звуковой волны, приводили к зависимости интенсивности рассеянного электромагнитного сигнала от высоты  $\sim z^{-2}$  [10]. В обзоре [11] приведена теория РАЗ в идеальном случае постоянной температуры и отсутствия ветра. Рассеянное радиоизлучение, в этом случае, образует на поверхности Земли пятно, размер которого примерно равен апертуре радиопередающей антенны, а частота

излучения сдвинута от частоты передатчика примерно на частоту звука. Однако в реальных условиях распространение акустических волн происходит в среде, в которой скорость звука не является постоянной величиной из-за её зависимости от температуры воздуха и скорости ветра. Высотные изменения температуры воздуха и скорости ветра приводят к отличию формы фронта звуковой волны от сферической [12–14].

В настоящей работе изложена теория РАЗ с учётом зависимости от высоты температуры и ветра. Показано, что высотная зависимость интенсивности рассеянного радиоизлучения определяется параметром\*.

$p = \left( \frac{\tau'}{2k_{0e}} \right)^{1/2} \frac{z}{L}$ , где  $\tau' = \frac{1}{2T_0} \cdot \frac{\partial T}{\partial z}$  — относительный градиент температуры воздуха,  $L$  — размер апертуры передающей антенны,  $k_{0e}$  — волновое число электромагнитной волны. В “прожекторной” зоне, когда  $p < 1$ , зависимость температуры от высоты существенно не влияет на интенсивность рассеянного сигнала и  $E_r^2 \sim \frac{1}{z^2}$ .

В зоне Фраунгофера, когда  $p > 1$ , размер диффракционного пятна превышает размер апертуры антенны и  $E_r^2 \sim \frac{1}{z^6}$ . Ветер со скоростью  $\vec{U}(z) = c_s \vec{v}(z)$  в первом приближении приводит к сдвигу пятна и не изменяет энергетику РАЗ.

При анализе мы будем использовать классический метод исследования волн в плоскостойких средах, связанный с разложением волн на плоские волны по поперечным волновым числам [15].

Как уже отмечалось выше, при акустическом зондировании звуковая волна “модифицирует” атмосферу, вызывая слабые периодические возмущения её диэлектрической проницаемости  $\epsilon_1$  за счёт возмущения плотности воздуха в поле акустической волны, а падающая электромагнитная волна с электрическим полем  $\vec{E}_t$ , взаимодействуя с  $\epsilon_1$ , вызывает ток поляризации, создающий рассеянное электромагнитное поле  $\vec{E}_r$ . Задача сводится к исследованию распространения электромагнитных волн в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 1 + \epsilon_1$ , где  $|\epsilon_1| \ll 1$  и решается методом малых возмущений.

В непроводящей немагнитной среде вектор электрического поля рассеянной волны  $\vec{E}_r$  удовлетворяет уравнению [11, 16]

$$\Delta \vec{E}_r - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E_r}{\partial t^2} \simeq \frac{1}{c^2} \epsilon_1(\vec{R}, t) \frac{\partial^2 E_t}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Величина  $\epsilon_1(\vec{R}, t)$  определяется возмущением давления в поле акустической

---

\*Параметр  $p$  отличается от обычного Френелевского параметра  $\sqrt{\frac{z}{k_0 L^2}}$  множителем  $(\tau' z / 2)^{1/2}$ , который учитывает рассеяние электромагнитной волны на квазисферической акустической решётке

волны и для сухого воздуха равна [11]

$$\varepsilon_1(\vec{R}, t) = \frac{1,13 \cdot 10^{-6} \cdot p_a(\vec{R}, t)}{T} \quad (2)$$

( $p_a$  — давление в акустической волне в паскалях,  $T$  — температура воздуха в градусах Кельвина).

Распространение акустической волны с частотой  $\Omega$  определяется скоростью звука  $c_s(T(z))$  и ветра  $\vec{U}(z)$ :

$$k_{0a} = \frac{(\Omega - \vec{k}\vec{U})}{c_s(T)}. \quad (3)$$

Учитывая, что  $|\vec{v}| = |\vec{U}|/c_s \ll 1$  и  $\tau = \frac{T(z) - T_0}{2T_0} \ll 1$  в первом приближении, выражение для волнового числа можно записать в виде

$$k_{0a} = \frac{\Omega}{c_s(T_0)} - \vec{k}\vec{v}(z) - \frac{\Omega}{c_s(T_0)}\tau(z). \quad (4)$$

Для обеспечения пространственного синхронизма на высоте  $z$  необходимо выбрать величины  $\Omega$  и  $k_{0t}$  таким образом, чтобы на высоте  $z$  выполнялось условие  $k_{0a} = 2k_{0t}$ . Это можно сделать за счёт изменения звуковой частоты:  $\Omega = \Omega_0 + \Delta\Omega$ . Выберем  $\Omega_0$  таким образом, чтобы  $\frac{\Omega_0}{c_s(z=0)} = K = 2k_{0t} = 2k_{0r}$ , а  $\frac{\Delta\Omega}{c_s(T_0)} = q$ . Тогда

$$k_{0a} = K + q - \vec{k}\vec{v}(z) - K\tau(z). \quad (5)$$

Поперечные компоненты волновых векторов обозначим соответственно через  $\vec{k}_a$ ,  $\vec{k}_t$ ,  $\vec{k}_r$ , а продольные —  $\varkappa_{t,r} = \sqrt{k_{0t,or}^2 - k_{t,r}^2}$ . Для акустической волны продольную компоненту представим в виде  $\varkappa_a \simeq \varkappa_a + \frac{K}{\varkappa_a}(q - K\tau - \vec{k}_a\vec{v})$ , где  $\varkappa_a = (K^2 - k_a^2)^{1/2}$ .

Проведём разложение распространяющихся волн по плоским волнам (получим спектры по  $\vec{k}$ ). Для источника радиоизлучения, расположенного на плоскости  $z = 0$ , с поверхностной спектральной плотностью тока  $I(\vec{k}_t)$  спектральная компонента электрического поля на высоте  $z$  будет определяться выражением

$$E(\vec{k}_r, z) \simeq 2\pi I(\vec{k}_t) \frac{k_{0e}}{\varkappa_e} \exp[i\varkappa_e(\vec{k}_e)z]. \quad (6)$$

Аналогично для акустической волны, создаваемой поверхностным излучателем, расположенным на поверхности Земли, в геометрическом приближении



$$p(\vec{k}_a, z) \sim P(\vec{k}_a) \frac{k_{0a}}{\varepsilon_a} \exp\left(i \int_0^z \varepsilon_a(\vec{k}_a, z') dz' dz\right). \quad (7)$$

Здесь мы не учитываем изменения звукового давления, связанного с изменением статического давления с высотой. Из выражения (1) видно, что спектр вторичного источника, возбуждающего рассеянное электромагнитное поле на уровне  $z$ , пропорционален свёртке спектров падающего электромагнитного и акустического полей.

После несложных, но громоздких преобразований для поля в точке  $\vec{\rho}_r$  (в плоскости  $z = 0$ ) получим

$$E_r(\vec{\rho}_r) \sim \int e^{i\Phi} d\vec{\eta} d\vec{k}_a dz, \quad (8)$$

где введены новые переменные  $\vec{k}_a = \vec{k}_e - \vec{k}_r$  и  $\vec{\eta} = (\vec{k}_e + \vec{k}_r)/2$ . Фаза  $\Phi$  равна

$$\begin{aligned} \Phi = & \varepsilon_e(\vec{\eta} + \vec{k}_a/2) \cdot z + \varepsilon_r(\vec{\eta} - \vec{k}_a/2) \cdot z - \varepsilon_a(k_a) \cdot z - \\ & - \frac{K}{\varepsilon_a} \int_0^z (q - K\tau - \vec{k}_a \vec{v}) dz' - \frac{\vec{k}_a}{2} (\vec{\rho}_r + \vec{\rho}_t) - \vec{\eta} (\vec{\rho}_t - \vec{\rho}_r) + \vec{k}_a \vec{\rho}_a. \end{aligned} \quad (9)$$

Далее, разложим фазу в интеграле (8) в ряд по  $\vec{k}_a, \vec{\eta}$  и учтём, что основной вклад в интеграл даёт область вблизи точек стацфазы  $\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{k}_a} = 0$  и

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{\eta}} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0.$$

Интегрирование по  $\vec{\eta}$  даёт множитель  $\frac{K}{z}$ , а интегрирование по  $k_a$  — множитель  $\frac{K}{\tau' z^2}$ .

Для оценки амплитуды поля введём характерный размер синхронизма  $l \simeq \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}\right)^{-1/2}$  и пространственный размер цуга акустических волн  $\Delta z$ .

Если  $L \gg \Delta z$ , то амплитуда поля пропорциональна  $\Delta z$ . В обратном случае амплитуда поля пропорциональна  $l$ . В дальнейшем будем считать, что реализуется случай  $l \gg \Delta z$ , так что при интегрировании по  $z$  величину  $\Delta z = N\lambda_a = \frac{2\pi N}{K}$  можно вынести за знак интеграла (здесь  $N$  — число длин волн в луче).

Получим выражения для  $\Phi_0$  в точке стацфазы. Для этого напишем уравнения, определяющие значения  $\vec{\eta}, \vec{k}_a, q$  в точке стацфазы:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{\eta}} &\simeq \frac{\vec{\eta}}{K} z - (\vec{\rho}_t - \vec{\rho}_r), \\
\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{k}_a} &\simeq -\frac{K \cdot \vec{k}_a}{\alpha_a^3} \left( \vec{q} z - \int_0^z K \tau(z') dz' \right) + \\
&+ \frac{K \vec{k}_a}{\alpha_a^3} \int_0^z \vec{k}_a \vec{v}(z') dz' + \frac{K}{\alpha_a} \int_0^z \vec{v}(z') dz' - (\vec{\rho}_t + \vec{\rho}_r)/2 + \vec{\rho}_a, \\
\frac{\partial \Phi}{\partial z} &= \frac{K}{\alpha_a} [q - K \tau(z) - \vec{k}_a \vec{v}(z)] = 0.
\end{aligned} \tag{10}$$

При интегрировании по апертурам антенн в выражение для  $\Phi_0$  надо подставить его значение в точке стафазы:

$$\Phi_0 = -\frac{K \tau' z^2}{2} - \frac{1}{2} \frac{K}{\tau' z^2} \left( \vec{\rho}_t + \vec{\rho}_r - 2\vec{\rho}_a - 2 \int_0^z \vec{v} dz \right)^2. \tag{11}$$

Пусть распределение давления по апертуре акустической антенны и тока по апертуре передающей электромагнитной антенны, а также весовой множитель по апертуре приёмной антенны определяются выражениями

$$\begin{aligned}
I(\vec{\rho}_a) &= \frac{1}{L_a} p_0 \exp \left[ -\frac{(\vec{\rho}_a - \vec{\rho}_{0a})^2}{2L_a^2} \right], \\
I(\vec{\rho}_t) &= \frac{1}{L_t} I_0 \exp \left[ -\frac{(\vec{\rho}_t - \vec{\rho}_{0t})^2}{2L_t^2} \right], \\
U_r &= \int \frac{1}{L_r} E_r(\vec{\rho}_r) \exp \left[ -\frac{(\vec{\rho}_r - \vec{\rho}_{0r})^2}{2L_r^2} \right] d\vec{\rho}_r.
\end{aligned} \tag{12}$$

Интеграл (8) в этом случае вычисляется элементарно и для  $U_r$  получим

$$U_r \sim 4 \frac{2\pi^2 N}{z} L_a L_t L_r \frac{I_0 p_0}{L_{\text{eff}}^2} \exp \left( -\frac{(2\vec{\rho}_{0a} - \vec{\rho}_{0t} - \vec{\rho}_{0r} + 2 \int_0^z \vec{v} dz)^2}{2L_{\text{eff}}^2} \right), \tag{13}$$

где  $L_{\text{eff}}^2 = i \frac{\tau' z^2}{K} + 4L_a^2 + L_t^2 + L_r^2$ . Размер  $|L_{\text{eff}}|$  является эффективным размером диффракционного пятна на поверхности Земли для сигнала РАЗ.

В случае, когда  $\frac{\tau' z^2}{K} \ll 4L_a^2 + L_t^2 + L_r^2$ , диффракционные поправки не существенны. В обратном случае  $L_{\text{eff}}^2 \simeq \frac{i\tau' z^2}{K}$  и диффракция играет определяющую роль. При этом интенсивность рассеянного сигнала будет определяться той частью квазисферического акустического зеркала, которая фокусирует сигнал. Размер фокального пятна на земле будет зависеть от размера эффективной части зеркала  $r_0 = (K\tau')^{-1/2}$ , на котором разность фаз сигналов, отражённых от центральной и периферийной части зеркала, не превышает  $\pi$ .

Выражение (13) позволяет перейти к энергетическим оценкам систем РАЗ. Учитывая связь величины давления  $p$  с вариациями диэлектрической проницаемости воздуха  $\epsilon_1$  (2) и пользуясь определением акустической мощности  $W_a = p^2/(\rho_a c_s)$  ( $\rho_a$  — плотность воздуха), получим выражение для мощности сигнала  $P_r$  на входе приёмника

$$P_r \simeq \frac{\pi N^2 k_t^2}{2z^2} \cdot \frac{\alpha P_a P_t L_t^2 L_a^2 L_r^2}{|L_{\text{eff}}^4|} \exp \left( - \frac{\left( 2\vec{\rho}_{0a} - \vec{\rho}_{0t} - \vec{\rho}_{0r} + 2 \int_0^z \vec{v} dz \right)^2}{L_{\text{eff}}^2} \right), \quad (14)$$

где  $\alpha = 4,7 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{Вт}$  при  $T = 300^\circ$ ,  $\rho_a = 1 \text{ кг/м}^3$ ,  $c_s = 330 \text{ м/с}$ .

Как следует из (14), влияние ветра обуславливает сдвиг диффракционного пятна на расстояние  $2 \int_0^z \vec{v} dz$  от излучателей. Для  $|v| = \frac{|U|}{c_s} = 0,03$  сдвиг пятна при  $z = 2 \text{ км}$  составляет 120 м. Если приёмная и передающая антенны совмещены, то акустические излучатели следует размещать в круге с радиусом  $2 \int_0^z v dz$ , чтобы использовать весь потенциал установки. Аналогичного результата можно достигнуть, если расположить отдельные элементы приёмной антенны на площади круга с радиусом  $2z \int v dz$ . По сигналам РАЗ в том или ином элементе приёмной антенны можно судить о скорости и направлении ветра.

Фактор  $F = \frac{L_a^2 L_r^2 L_t^2}{|L_{\text{eff}}^4|}$ , определяющий эффективность РАЗ, в предельных случаях даёт неожиданные результаты. В зоне Френеля, когда диффракционные поправки малы и  $L_{\text{eff}}^2 = L_0^2 = L_a^2 + L_t^2 + L_r^2$ , фактор  $F$  равен

$$F = \begin{cases} L_a^2, & 2L_a < L_r = L_t, \\ \frac{L_a^2 L_r^2}{L_t^2}, & 2L_a < L_r < L_t, \\ \frac{L_a^2 L_t^2}{L_r^2}, & 2L_a < L_t < L_r, \\ \frac{L_t^2 L_r^2}{L_a^2}, & 2L_a > L_t, L_r. \end{cases} \quad (15)$$

Если акустический излучатель мал, то принятый сигнал РАЗ не зависит от размеров локатора в случае  $L_t = L_r$  и уменьшается в  $L_t^2/L_r^2$  раз, если  $L_t > L_r$ , и в  $L_r^2/L_t^2$  раз, если  $L_r > L_t$ . Этот результат становится очевидным, если учесть, что сферическая акустическая волна собирает на поверхности Земли рассеянный сигнал в пятно, размер которого совпадает с размером передающей антенны. Приёмная антенна, размер которой равен или меньше размеров пятна, принимает либо часть рассеянного излучения ( $L_r < L_t$ ), либо всё рассеянное излучение ( $L_r = L_t$ ). В последнем случае, естественно, исчезает зависимость принятого излучения от размеров антенн. Особого пояснения требует случай, когда  $L_r > L_t$  и мощность в приёмной антенне падает с увеличением её размера. В зоне Френеля размер фокального пятна может быть меньше размера приёмной антенны. При этом активно работает лишь освещённая часть приёмной антенны. Неосвещённая часть антенны является пассивной нагрузкой, в которой теряется часть принятой энергии. Этот случай специфичен только для Френелевской зоны  $\left(\frac{\tau' z^2}{K} \ll L_{\text{eff}}^2\right)$  и не реализуется в зоне Фраунгофера.

В случае большого акустического излучателя ( $2L_a > L_t, L_r$ ) пятно на земле определяется размером акустического излучателя и увеличение его размеров приводит к потере мощности принятого сигнала.

Прожекторная зона (зона Френеля) соответствует рассматриваемому в [11] случаю  $T = \text{const}$ . Это означает, что при  $z < L \left(\frac{K}{\tau'}\right)^{1/2}$  зависимость температуры от высоты слабо влияет на энергетику рассеянного сигнала и его расходимость определяется, как и в [11], расходимостью акустической волны

$$E_r^2 \sim z^{-2}.$$

При достаточно большом градиенте температуры или на достаточно большой высоте (в зоне Фраунгофера)

$$E_{r1}^2 \sim \frac{K^2 L_0^6}{\tau'^2 z^6}.$$

Высоту  $\bar{z} = L_0(2k_t/\tau')^{1/2}$ , на которой  $E_{r1}^2 = E_r^2$ , можно определить как диффракционный предел дальности действия установки РАЗ. При  $z < \bar{z}$  расходимость сигнала РАЗ определяется только расходимостью акустической волны. В обратном случае  $z > \bar{z}$  имеет место диффракционное расплывание пятна и  $P_r \sim 1/z^6$  быстро падает с увеличением  $z$ . Диффракционное расплывание является следствием ограниченного вдоль фронта волны размера акустической решётки.

Здесь уместно обратиться к экспериментальным результатам. Установки РАЗ, как правило, выполняются на базе существующих МСТ или СТ радаров. При этом акустические излучатели расположены таким образом, чтобы компенсировать ветровой снос диффракционного пятна. Последнее достигается коммутацией пространственно разнесённых акустических излучателей. Обычно приёмная антенна радара совмещена с передающей, а размер акустического излучателя не превосходит размеров антенны радара. В этом случае ( $L_t^2 = L_s^2 \gg 4L_a^2$ ) мощность рассеянного сигнала в приёмной антенне равна

$$P_r \sim \frac{P_a P_t L_a^2}{z^2} \left( 1 + \frac{\tau' z^2}{4k_t L_t^2} \right)^{-2}. \quad (16)$$

В обзоре [6] приведены данные ряда установок РАЗ и результаты измерений.

Т а б л и ц а 1

Место положения	$f$	$S$	$P_t$	$z_0$	$\bar{z}$	$\bar{z}/z_0$
Platteville	915	4	7	0,8	2,4	3
Denver	915	100	145	1,7	12,1	7,1
Platteville	404	144	1500	4,5	9,65	2,1
Erie	404	57	45	2,5	6	2,4
Platteville	50	10000	200	7,0	28	4

В табл. 1 приведены параметры действующих систем РАЗ: частота  $f$  (МГц), площадь антенны  $S$  ( $m^2$ ), мощность  $P_t$  (Вт) радаров, а также высота  $z_0$  км, где с вероятностью 30% регистрировались сигналы РАЗ. В последних столбцах приведены рассчитанные для стандартной атмосферы значения  $\bar{z} = L_0(K/\tau')^{1/2}$  и отношение  $\bar{z}/z_0$ .

Значения  $\bar{z}$  превышают  $z_0$  в 2–7 раз. Как видно из табл. 1, сигналы РАЗ регистрируются на высотах  $z < \bar{z}$ , т.е. диффракционный предел дальности действия установок РАЗ не реализуется. По-видимому, значительно раньше имеет место ослабление сигналов РАЗ, обусловленное рассеянием сигналов акустической волны на неоднородностях атмосферы. Это могут быть ячейки с повышенной температурой, ветровые вихри,

восходящие и нисходящие потоки и т. д., которые изменяют скорость звуковой волны и приводят к искажениям сферического фронта. В этом случае акустическая волна будет работать как шероховатая сферическая поверхность и рассеянные электромагнитные волны будут испытывать диффракцию, которая в конечном итоге приведёт к размытию пятна РАЗ и уменьшению сигналов РАЗ. Эта ситуация аналогична снижению эффективности параболической антенны, если фазовые ошибки в апертуре из-за неточности изготовления зеркала превышают  $\lambda/8$  [17]. Увеличение фазовых ошибок приводит к резкому падению коэффициента направленного действия антенны вследствие рассеяния радиоволн.

Таким образом, действующие установки РАЗ работают в прожекторной зоне и их дальность действия ограничивается влиянием трёхмерных неоднородностей атмосферы. Это обстоятельство может явиться основой для создания нового метода диагностики крупномасштабной неоднородной структуры атмосферы. Работа поддержана Российским Фондом фундаментальных исследований (гранты 96.02.18632 и 96.02.18634).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Frankel M. S., Peterson A. M. //Radio Sci., 1976. № 2. С. 157.
2. May P. T., Strauch R. G. and Moran K. P. //Geophys. Res. Lett., 1988. V. 15. № 12. С. 1381.
3. Neiman P. J., May P. T., Shapiro M. A. //Mon. Weather Rev., 1992. V. 120. № 10. С. 2298.
4. May P. T., Strauch R. G., Moran K. P., Ecklund W. L. Temperature sounding by RASS with wind profiler radars. — A preliminary study. //IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens., 1990. V. 28. № 1. С. 19.
5. May P. T., Wilczak J. M. //Mon. Weather Rev., 1993. № 121. С. 673.
6. Martner B. E., Wuertz D. B., Stankov B. B., Strauch R. G., Westwater E. R., Gage K. S., Ecklund W. L., Martin C. L., Dabberdt W. F. //Bull. Am. Meteorol. Soc., 1993. № 74. С. 599.
7. Schroeder J. A. //J. Atmos. Oceanic Technol., 1990. V. 7. № 3. С. 495.
8. Matuura N., Masuda Y., Inuki N., Kato S., Fukao S., Sato T., Tsuda T., //Nature, 1986. № 323. С. 426.
9. Tsuda T., May P. T., Sato T., Kato S., Fukao S. //Radio Sci., 1988. № 23. С. 655.
10. Marshall J. M., Peterson A. M., Barnes A. A. //Appl. Opt., 1972 № 11. С. 108.
11. Гурвич А. С., Кон А. И., Татарский В. И. //Изв. вузов. Радиофизика, 1987. № 30. С. 451.
12. Фабрикант А. Л. //Изв. вузов. Радиофизика, 1988, № 31. С. 1160.
13. Masuda Y. //Radio Sci., 1988, V. 23. № 4. С. 647.

14. Takahashi K., Masuda Y., Matuura N., Kato S., Fukao S., Tsuda T., Sato T. //J. Acoust. Soc. Am., 1988. № 88. С. 1061.
15. Felsen L.B., Marcuvitz N. Radiation and Scattering of Waves, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1973.
16. Lataites R. J. //Radio Sci., 1992. V. 27. № 3. С. 369.
17. Домбровский И. А. Антенны. — М.: СВЯЗЬИЗДАТ, 1951.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
29 ноября 1996 г.

#### THE ROLE OF ATMOSPHERE TEMPERATURE GRADIENTS AND WIND FOR ESTIMATES ENERGETIC POTENTIAL RADIO ACOUSTIC SYSTEMS

*V. O. Rapoport, N. A. Mityakov, V. A. Zinichev, N. I. Belova*

The operation of Radio Acoustic Sounding System (RASS) for atmosphere temperature and wind linear profiles is investigated. Due to difference between acoustic wave front from sphere it is possible to induce Fresnel and Fraunhofer regions. The dimension of RASS spot for Fresnel region is determined by radar antenna size and receiving signal power is proportional  $z^{-2}$ . In Fraunhofer region RASS spot size exceeds radar antenna size and signal power is proportional  $z^{-6}$ . Existent RASS facilities operates at Fresnel region. This circumstance may to use for creating new method investigation large scale atmosphere irregularities including wave motions.

УДК 621.371.24:621.3.029.65

## О ВЗАИМОСВЯЗИ МЕЖДУ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ДОЖДЯ И ОСЛАБЛЕНИЕМ КОРОТКИХ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

*В. Ю. Катков, Б. А. Свердлов, Н. И. Фурашов*

Представлены экспериментальные данные, которые свидетельствуют о сильной временной изменчивости и о многообразии форм проявления взаимосвязи между ослаблением коротких миллиметровых радиоволн и интенсивностью дождя, обусловленных динамикой и многообразием микроструктуры осадков.

В предыдущей нашей работе [1], посвящённой исследованию взаимосвязи между интенсивностью дождя и ослаблением коротких миллиметровых радиоволн, речь шла главным образом о кратковременных ( $\sim 20-30$  мин) дождях. В настоящей работе получены и проанализированы экспериментальные данные об этой взаимосвязи для продолжительных дождей и с учётом результатов [1] сделаны некоторые общие выводы, которые могут представлять интерес для исследователей, занимающихся прогнозированием ослабления радиоволн в осадках и дистанционным зондированием облачно-дождевых систем радиофизическими методами.

Измерения ослабления радиоволн в дождях проводились в Нижегородской области в августе-ноябре 1992 г. на приземной трассе длиной 1025 м, оснащённой двумя управляемыми при помощи микроЭВМ весовыми плювиографами [2], установленными на концах трассы. Описание приёмно-передающей аппаратуры и методики обработки данных содержится в [1]. Измерения выполнялись в основном на частоте 137,5 ГГц, небольшая часть экспериментального материала получена на частоте 340 ГГц. Погрешность измерений коэффициента ослабления  $\Gamma$  на этих частотах составляла соответственно  $\pm 0,1$  и  $\pm 0,25$  дБ/км. Время накопления осадков в приёмниках плювиографов составляло 15 с при интенсивности дождя  $R \geq 3$  мм/ч и 30 с при  $R < 3$  мм/ч, при этом абсолютная ошибка определения  $R$  соответственно равнялась  $\pm 0,1$  и  $\pm 0,05$  мм/ч. Отличие значений интенсивности, измеренной одновременно на концах трассы, от её среднего значения на стадиях дождя, когда временной ход величины  $R$  был достаточно плавным, как правило, не выходило за пределы  $\pm(15-20)\%$ ; при резких же изменениях  $R$  оно достигало иногда нескольких сотен процентов. Чтобы уменьшить искажающее влияние пространственной неоднородности дождя на изучаемую взаимосвязь между  $\Gamma$  и  $R$ , те случаи,



когда отличие показаний плувиографов от их среднего значения превышало  $\pm 30\%$ , из дальнейшего рассмотрения исключались.

Всего было исследовано семь слабых дождей с интенсивностью  $R \lesssim 5$  мм/ч и продолжительностью примерно от 2 до 10 ч, а также два сильных дождя с интенсивностью до 20 мм/ч общей продолжительностью около 2,5 ч. Полученный экспериментальный материал вместе с данными измерений [1] позволяет сделать следующие выводы.

1. При выпадении дождя из отдельной его ячейки, за время около или менее 30 мин, зависимость  $\Gamma(R)$  часто имеет "гистерезисный" характер: при одной и той же величине  $R$  значения  $\Gamma$  на стадиях усиления и ослабления осадков отличаются в 1,5–2 раза. На рис. 1, 2\* приведены примеры гистерезиса с различным взаимным расположением восходящей и нисходящей ветвей. Меньшие значения коэффициента ослабления на восходящей ветви гистерезисной кривой в сравнении с его значениями на нисходящей ветви (рис. 1) могут быть интерпретированы как проявление эффекта гравитационной сепарации капель дождя по размерам при их падении [3], благодаря которому при росте интенсивности осадков капли в среднем крупнее, чем при её спаде. В противоположном случае, т. е. когда восходящая ветвь гистерезисной кривой идёт выше нисходящей ветви (рис. 2), повидимому, доминирует другой рассмотренный в [3] эффект — горизонтальная сепарация капель, выпадающих в поле ветра, при которой мелкие капли, имеющие меньшие скорости падения, сносятся ветром на большие расстояния, чем крупные, в результате чего при одной и той же интенсивности  $R$  подветренный фронт ячейки дождя оказывается более мелкокапельным, чем наветренный. За всё время измерений (включая и измерения [1]) первый из отмеченных эффектов регистрировался нами значительно большее число раз, чем второй, однако в слабых продолжительных дождях они наблюдались примерно одинаково часто.

2. В тех случаях, когда эффекты гравитационной и горизонтальной сепарации капель, связанные со значительным ( $\sim 2$  и более раз) изменением интенсивности осадков, по тем или иным причинам заметно не проявляются, либо, возможно, взаимно компенсируются, экспериментальная зависимость  $\Gamma(R)$  с точностью  $\sim 10\%$  (среднеквадратическое значение) может быть аппроксимирована степенной функцией вида  $\Gamma = aR^b$ . При этом параметры  $a$  и  $b$ , определённые для разных ячеек одного дождя или для разных дождей, вообще говоря, различны и нередко весьма существенно. Достаточно сказать, что наблюдались случаи, когда отличие значений  $\Gamma$ , полученных для одной и той же интенсивности дождя в течение всего времени его выпадения и принадлежащих разным сте-

\*Все приводимые в работе рисунки соответствуют частоте 137,5 ГГц.

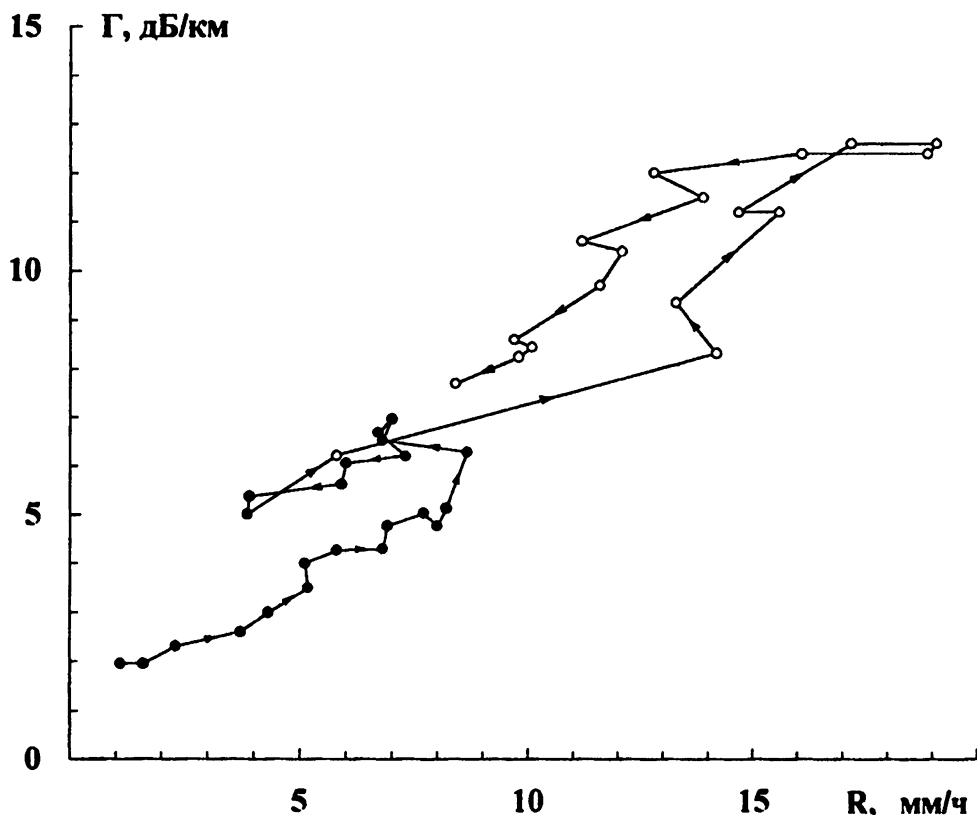


Рис. 1. Проявление в зависимости  $\Gamma(R)$  гравитационной сепарации капель дождя по размерам в смежные интервалы времени длительностью 11 мин (тёмные кружки) и 8 мин (светлые кружки). Стрелки показывают временную последовательность экспериментальных точек.

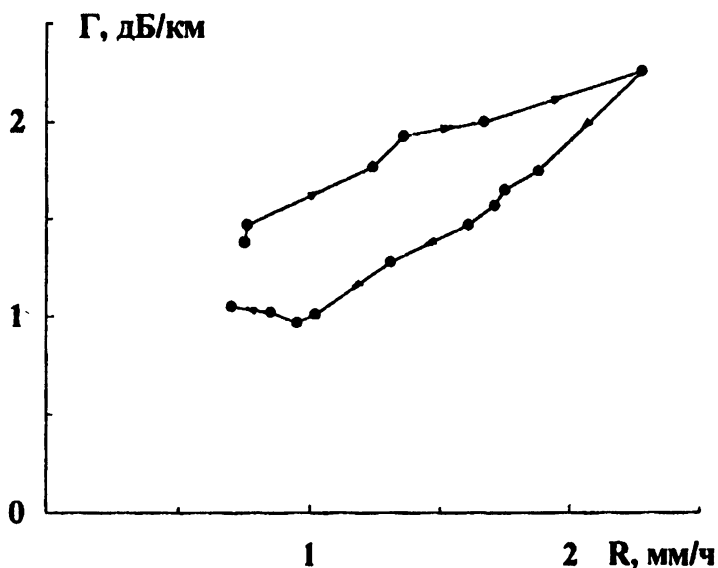


Рис. 2. Проявление в зависимости  $\Gamma(R)$  горизонтальной сепарации капель дождя по размерам. Время наблюдений — 10 мин.

пенным зависимостям  $\Gamma(R)$ , достигало 5 раз. Величина временного интервала, где  $a = \text{const}$ ,  $b = \text{const}$ , колеблется в широких пределах: для зарегистрированных нами дождей она принимала значения от  $\sim 10$  мин до 1 ч и соответствовала времени прохождения через радиотрассу 1–2 ячеек дождя. Переход от одной зависимости  $\Gamma = aR^b$  к другой может происходить довольно быстро — в течение промежутка времени от одной до нескольких минут. Примеры экспериментальных зависимостей  $\Gamma(R)$  для слабого и сильного дождей, описываемых с указанной выше точностью степенными функциями, даны на рис. 3, построенном в логарифмическом масштабе.

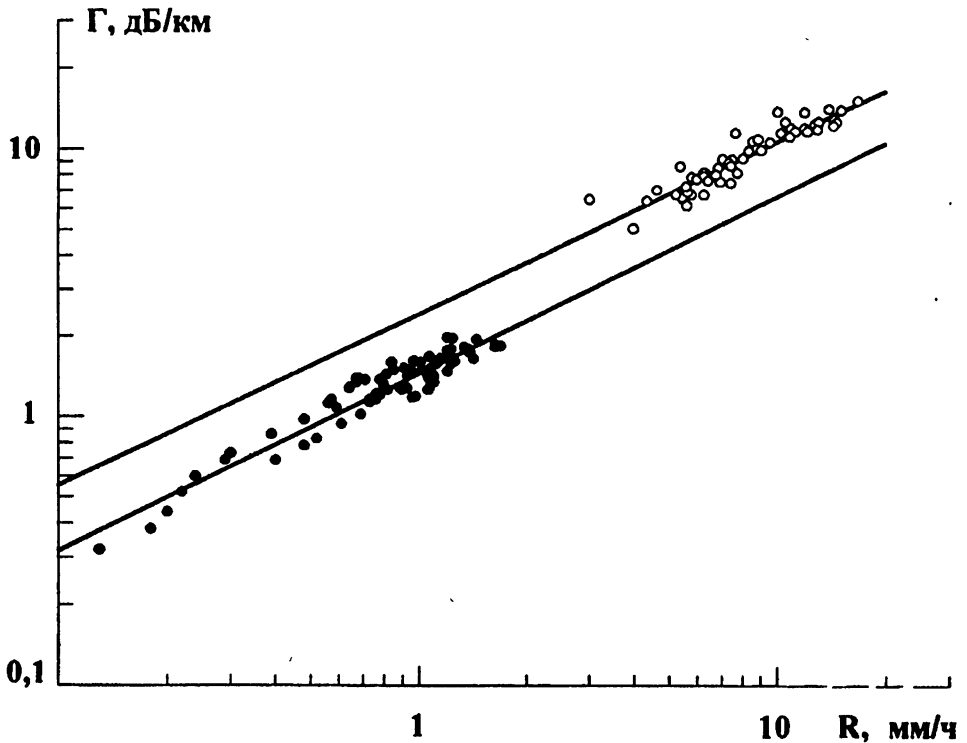


Рис. 3. Зависимости  $\Gamma(R)$ , описываемые степенными функциями. Время наблюдений — 60 мин (тёмные кружки) и 25 мин (светлые кружки).

3. Во время выпадения слабых продолжительных дождей встречаются ситуации, когда на отдельных стадиях дождя, продолжительностью 10–20 мин, характеризующихся сравнительно небольшими вариациями интенсивности относительно её средней величины, связь между  $\Gamma$  и  $R$  оказывается случайной, не подчиняющейся определённому закону. Примеры таких ситуаций даны на рис. 4. Если в случаях, рассмотренных в пп. 1, 2, коэффициент корреляции  $\rho$  между величинами  $\lg R$  и  $\lg \Gamma$  заключён в интервале 0,8–0,98, то в ситуациях, отражённых на рис. 4,  $|\rho| \lesssim 0,1$ .

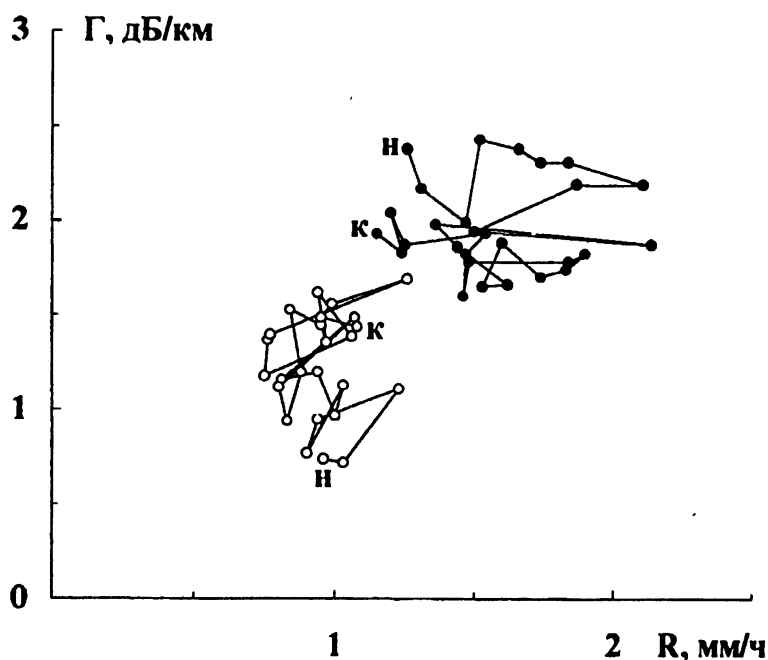


Рис. 4. Примеры случайной связи между  $\Gamma$  и  $R$ . Время наблюдений — 17 мин (светлые кружки) и 18 мин (тёмные кружки). Буквы “н” и “к” обозначают начальный и конечный моменты времени наблюдений.

4. При  $R \lesssim 20$  мм/ч диапазон экспериментальных значений коэффициента ослабления, отвечающих той или иной интенсивности дождя, полностью перекрывает диапазон его расчётных значений, получаемых с использованием всех перечисленных в работе [4] эмпирических законов распределения капель дождя по размерам — Джосса и др. для мороси (JD), обложного дождя (JW) и грозового ливня (JT), Маршалла-Пальмера (MP) и Лоуса-Парсонса (LP). Сказанное иллюстрирует рис. 5, на котором изображены все измеренные в [1] и в настоящей работе значения  $\Gamma$  и  $R$  (точки) совместно с зависимостями  $\Gamma(R)$ , рассчитанными для распределений JD, JW и JT (штриховые кривые). Сплошная прямая на рисунке — линия регрессии ( $a = 1,47$ ,  $b = 0,76$ ). Она наиболее близка к расчётной кривой, отвечающей распределению JW. Среднеквадратическое отклонение экспериментальных точек от линии регрессии составляет около 30%, а максимальное отклонение превышает 2 раза. Отметим, что не показанные на рис. 5 расчётные кривые, соответствующие распределениям MP и LP, отличаются от кривой JW не более чем на  $\pm 20\%$ .

Таким образом, взаимосвязь между ослаблением коротких миллиметровых радиоволн и интенсивностью дождя весьма изменчива во времени и может принимать разнообразный вид, отражая тем самым известные из литературы [3] сильную временную изменчивость и многообразие ми-

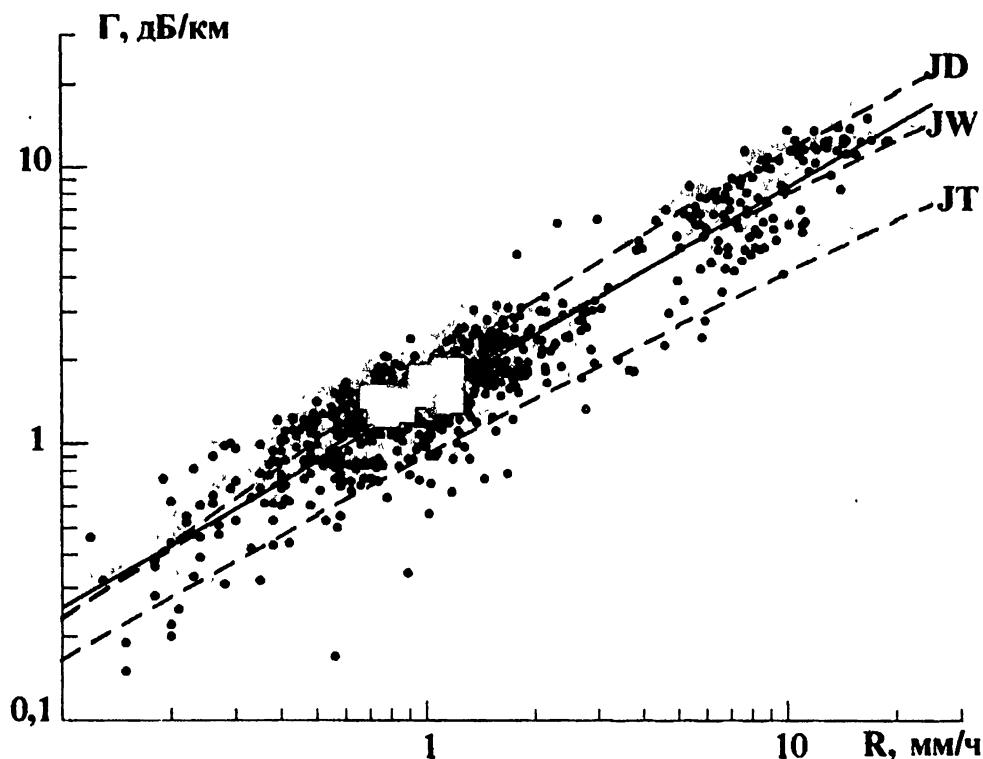


Рис. 5. Вся совокупность полученных на частоте 137,5 ГГц экспериментальных данных (точки) совместно с линией регрессии (сплошная прямая) и расчётными зависимостями  $\Gamma(R)$  (штриховые кривые). Температура воздуха —  $283 \pm 7$  К.

кросструктуры осадков.

Авторы благодарны А.М.Ошарину за выполнение теоретического расчёта зависимостей  $\Gamma(R)$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Катков В. Ю., Свердлов Б. А., Фурашов Н. И. // Радиотехника и электроника, 1996. Т. 41. № 2. С. 171.
2. Пат. 2003142С1 РФ, МКИ<sup>3</sup> 5G01W1/14. Весовой способ определения интенсивности атмосферных осадков / Катков В. Ю., Роговцев К. Е., Свердлов Б. А., Фурашов Н. И. (РФ) — № 4948245/10; Заявл. 24.06.91; Опубл. 15.11.93. Бюл. № 41–42. С. 161.
3. Литвинов И. В. Осадки в атмосфере и на поверхности земли. — Л.: Гидрометеиздат, 1980.

4. Olsen R. L., Rogers D. V., Hodge D. B. //IEEE Trans. Ant. Propag., 1978. V. AP-26. № 2. P. 318.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
15 октября 1996 г.

**ON THE RELATIONSHIP BETWEEN RAIN INTENSITY AND  
ATTENUATION OF SHORT MILLIMETER WAVES**

*V. Yu. Katkov, B. A. Sverdlov, N. I. Furashov*

Experimental data are presented, which demonstrate a strong temporal variability and the existence of various forms of the relationship between attenuation of short millimeter waves and rain rate caused by dynamics and variety of precipitation microstructure.

УДК 551.521.32:546.224-31

## К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ТЕПЛОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ ВБЛИЗИ РЕЗОНАНСОВ СЕРНИСТОГО АНГИДРИДА

*Н. Н. Маркина*

Развиты методические аспекты дистанционной индикации сернистого ангидрида в миллиметровом диапазоне волн. Предложен алгоритм оценки содержания  $\text{SO}_2$  в промышленных выбросах.

В последние годы, в связи с возрастанием влияния антропогенных факторов на окружающую среду, стало уделяться повышенное внимание экологической обстановке в различных регионах страны. Известно, что предельно допустимые концентрации загрязняющих газообразных окислов в атмосфере промышленных регионов превышаются порой в десятки раз. Эти обстоятельства свидетельствуют о необходимости проведения работ по контролю за чистотой атмосферы. Решение этой проблемы может быть достигнуто путём разработки и практического использования дистанционных методов индикации примесных компонент атмосферы. Такие исследования газовых компонент проводятся по тепловому излучению атмосферы в ИК диапазоне, а также методами лазерного зондирования. Разработка дистанционных радиофизических методов экологического мониторинга атмосферы по особенностям характеристик её собственного радиоизлучения в резонансных областях примесных газов микроволнового диапазона открывает дополнительные возможности решения проблемы в связи с высокой чувствительностью радиометров к малым относительным содержаниям примесных компонент.

Подобные исследования были начаты в [1, 2]. В [3–5] установлены экологически приоритетные для радиометрического мониторинга малые газовые составляющие (МГС) и определены оптимальные условия их дистанционного зондирования (ДЗ). Сернистый ангидрид является одним из таких приоритетных газов. Методические аспекты ДЗ  $\text{SO}_2$  развиты в [5]. Однако рассмотрение ещё ряда методических задач ДЗ  $\text{SO}_2$  продолжает представлять практический интерес. К таким задачам относятся алгоритмы оценки выбросов сернистого газа и связанные с ними соображения для инженерных расчётов спектра поглощения сернистого газа.

В данной статье изложены результаты исследований влияния вращательных переходов с высокими значениями квантовых чисел молекулы и высоких температур на поглощательные свойства  $\text{SO}_2$ , а также алгоритм

оценки вентиляционных выбросов сернистого ангидрида. Особое внимание при этом уделяется выделенным в [3] оптимальным областям  $\text{SO}_2$  131 и 282 ГГц. Исследования выполнялись на основе атласа спектральных данных HITRAN [6].

Атлас спектральных данных HITRAN включает для каждой линии молекулы газа следующие величины: резонансные частоты  $\nu_{ij}$  ( $\text{см}^{-1}$ ), интенсивности  $S_{ij}$  ( $\text{см} \cdot \text{моль}^{-1}$ ) при стандартной температуре  $T_0 = 296 \text{ К}$ , полуширины линий  $\Delta\nu_{ij}^0$ , обусловленные соударениями молекул воздуха при  $T_0$  и давлении  $P_0 = 760 \text{ мм рт.ст.}$ , энергии нижних состояний перехода  $E_i$  ( $\text{см}^{-1}$ ) и показатели степени температурной зависимости  $n_{ij}$  полуширины  $\Delta\nu_{ij}$ , обусловленной соударениями.

Коэффициент поглощения сернистого газа с учётом данных атласа HITRAN может быть записан:

$$\gamma_{\text{SO}_2}(P, T) = 10^5 N_{\text{SO}_2}(P, T) \sum S_{ij}(T_0) \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1,5} \exp\left[\frac{-hcE_i}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \times \\ \times \frac{1 - \exp[-hc\nu_{ij}/(kT)]}{1 - \exp[-hc\nu_{ij}/(kT_0)]} F(\nu, \nu_{ij}, \Delta\nu_{ij}(P, T)), \quad [\text{км}^{-1}] \quad (1)$$

где структурный фактор  $F(\nu, \nu_{ij}, \Delta\nu_{ij}(P, T))$  брался в виде упрощённого выражения Лоренца [7]. Полуширины линии в нижних слоях атмосферы для сернистого газа имеют вид

$$\Delta\nu_{ij} = \Delta\nu_{ij}^0 \frac{P}{760} \left(\frac{296}{T}\right)^{0,5}. \quad (2)$$

Интенсивность линии поглощения  $S_{ij}$  имеет вид [6]:

$$S_{ij}(T) = \frac{8\pi^3}{3hc} \nu_{ij} \frac{\exp[-hcE_i/(kT)]}{Q_r(T)} \left[1 - \exp\left(\frac{-hc\nu_{ij}}{kT}\right)\right] \mu_{ij}^2 I_a, \quad (3)$$

где  $\mu_{ij}$  — матричные элементы дипольного момента,  $Q_r$  — вращательная функция распределения молекулы,  $I_a$  — относительное содержание изотопов. Наиболее распространёнными при нормальных условиях являются изотопы  $^{32}\text{S}^{16}\text{O}_2$  и  $^{34}\text{S}^{16}\text{O}_2$ , относительное содержание которых оценивается соответственно 0,9454 и 0,0420 [8]. В миллиметровом диапазоне волн в атласе содержатся линии только основного изотопа. В формуле (1) число молекул в кубическом сантиметре  $N_{\text{SO}_2} = \frac{1}{k} \left(\frac{P}{T}\right) f_{\text{SO}_2}$ , где  $f_{\text{SO}_2}$  — относительное объёмное содержание  $\text{SO}_2$ .

На миллиметровый диапазон волн  $\nu \leq 10 \text{ см}^{-1}$  приходится около 530 линий молекулы  $\text{SO}_2$ , которые перекрываются в нижних слоях атмосферы. Сделанные оценки показали, что для расчёта с достаточной точностью коэффициента поглощения  $\text{SO}_2$  в этой спектральной области максимальное волновое число, ограничивающее суммирование в (1), нужно выбирать:  $\nu_{ij}^{\text{max}} = 40 \text{ см}^{-1}$  (около 2780 линий).



В рассматриваемом атласе спектральных данных содержатся характеристики вращательных переходов молекулы  $\text{SO}_2$  с квантовыми числами  $J \leq 75$ . В табл. 1 приведены относительные ошибки коэффициентов поглощения сернистого газа для различных температур при ограничении квантовых чисел соответственно значениями 10, 20, ..., 60. Результаты расчётов показывают, что при стандартных атмосферных условиях достаточным является учёт  $J \leq 40$ , в то время как при экстремальных значениях температуры необходимо учитывать все содержащиеся в атласе переходы.

Т а б л и ц а 1

T, K	$\nu$ , $\text{cm}^{-1}$	$\gamma_0$ , $\text{cm}^{-1}$	$\Delta\gamma/\gamma_0$ , %					
			$J \leq 10$	$J \leq 20$	$J \leq 30$	$J \leq 40$	$J \leq 50$	$J \leq 60$
300,0	4,37	.4529E-01	72,1	14,1	5,4	1,8	,2	,0
	9,41	.2266E+00	93,4	31,8	10,9	,9	,3	,1
500,0	4,37	.1029E-01	77,4	23,1	12,3	6,9	1,7	,7
	9,41	.6098E-01	95,3	43,5	21,0	3,6	2,2	,8
1000,0	4,37	.1326E-02	83,9	37,4	25,6	19,9	8,6	6,0
	9,41	.9430E-02	96,6	56,5	36,2	11,3	9,3	4,5
5000,0	4,37	.9758E-05	94,0	62,0	49,8	47,4	31,1	28,7
	9,41	.8026E-04	97,2	68,8	57,4	24,2	22,9	12,7

Для исследования влияния метеопараметров атмосферы на поглощательные свойства  $\text{SO}_2$  рассмотрим отношение коэффициента поглощения исследуемого газа при различных метеоусловиях в центре определённой линии  $\nu = \nu_{ij}$  при фиксированном объёмном содержании молекул сернистого ангидрида  $f_{\text{SO}_2}$ :

$$\frac{\gamma_{ij}^{\text{SO}_2}(P_2, T_2)}{\gamma_{ij}^{\text{SO}_2}(P_1, T_1)} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^3 \exp\left[\frac{-hcE_i}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right]. \quad (4)$$

Это отношение не зависит от давления и для температур  $T_2$ , близких к  $T_1$ , оно приблизительно равно  $(T_1/T_2)^3$ . Ещё раз отметим, что такое соотношение имеет место строго в резонансе отдельной линии. В нижних слоях атмосферы, как уже отмечалось, линии сильно перекрываются, но выполненные расчёты показали, что в резонансных областях около 131 и 282 ГГц коэффициенты поглощения вполне могут быть оценены по формуле

$$\gamma_{\text{SO}_2}(P_2, T_2) \approx \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^3 \cdot \gamma(P_1, T_1). \quad (5)$$

Такие оценки для значений температур 300, 500, 1000 и 5000 К в резонансных областях 131 и 282 ГГц приводят к ошибкам соответственно  $\Delta\gamma/\gamma_0 \leq 9\%$  и  $\Delta\gamma/\gamma_0 \leq 1\%$ .

В качестве исходной величины для оценки концентрации выбросов сернистого газа используется величина  $\Delta T_{\text{я}}$ , которая определяется по разности яркостных температур загрязнённой области и чистой атмосферы и получается при азимутальном сканировании объекта. При этом фоновые значения яркостной температуры не изменяются и разностный сигнал будет обусловлен только излучением молекул  $\text{SO}_2$ . В работах [4, 5] рассматривались ситуации перемешанного слоя загрязнения и выбросов из приподнятого стационарного источника разнообразных газовых веществ. Значения радиояркостных контрастов  $\Delta T_{\text{я}}$  в слое загрязнения от 0,1 до 0,2 км при разовой предельно допустимой концентрации сернистого ангидрида на частоте 131 ГГц и оптимальном зенитном угле зондирования достигает 1 К. В выбросах концентрации загрязняющих веществ могут превышать предельно допустимые концентрации в  $10^3$ – $10^6$  раз, в то время как толщина слоя может быть меньше указанной только в  $\sim 10$ – $50$  раз. Из выражения для контраста радиояркостных температур получается следующая формула для оценки относительного объёмного содержания вентиляционных выбросов  $\text{SO}_2$ :

$$f_{\text{SO}_2} \approx \frac{\cos \theta}{\gamma_{\text{SO}_2}^{\text{я}}(P_{\text{н}}, T_{\text{н}})\Delta h} \ln \left( 1 - \frac{\Delta T_{\text{я}\nu, \theta} \exp(\tau_{\nu, \theta}^{\text{оч}}(0, h_2))}{T_{\text{сл}} - T_{\text{я}\nu, \theta}^{\text{оч}}(h_2)} \right) \approx$$

$$\approx -\frac{\cos \theta}{\gamma_{\text{SO}_2}^{\text{я}}(P_{\text{н}}, T_{\text{н}})\Delta h} \ln \left( 1 - \frac{\Delta T_{\text{я}\nu, \theta}}{T_{\text{н}} - T_{\text{я}\nu, \theta}^{\text{оч}}} \right). \quad (6)$$

В (6)  $\gamma_{\text{SO}_2}^{\text{я}}(P_{\text{н}}, T_{\text{н}})$  — значение удельного коэффициента поглощения  $\text{SO}_2$  ( $\gamma_{\text{SO}_2}^{\text{я}} = \gamma_{\text{SO}_2} / f_{\text{SO}_2}$ ) в точке наблюдения  $P_{\text{н}}, T_{\text{н}}, T_{\text{сл}}$  — температура слоя загрязнения  $\Delta h = h_2 - h_1$ ,  $\tau_{\nu, \theta}^{\text{оч}}(0, h_2)$  — оптическая толщина слоя основных газов атмосферы от точки наблюдения до верхней границы загрязнения  $h_2$  на зенитном угле  $\theta$  и частоте  $\nu$ ,  $T_{\text{я}\nu, \theta}^{\text{оч}} = T_{\text{я}\nu, \theta}^{\text{оч}}(0)$  и  $T_{\text{я}\nu, \theta}^{\text{оч}}(h_2)$  — яркостная температура чистой атмосферы соответственно в точке наблюдения и на  $h = h_2$ . Полученное соотношение может быть использовано для оценки ряда других загрязняющих газовых составляющих.

Экспериментальное исследование загрязнения атмосферы позволит сделать выводы о месте радиометрических методов в общей системе существующих и разрабатываемых дистанционных и контактных методов контроля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-05379-а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Steffes P. G. // Abstracts of IGARSS-83, San Francisco (31 Aug.–2 Sept.) — New York, 1983. V. 2. P. 3.1.

2. Маркина Н. Н. // Изв. вузов. Радиофизика, 1986. Т. 29. № 12. С. 1499.
3. Ефременко В. В., Маркина Н. Н. // Радиотехника и электроника, 1993. Т. 38. № 10. С. 1822.
4. Маркина Н. Н., Наумов А. П., Троицкий А. В. // Препринт № 403. — Н. Новгород: НИРФИ, 1994. — 24 с.
5. Маркина Н. Н., Наумов А. П., Троицкий А. В. // Радиотехника и электроника, 1995. Т. 40. № 12. С. 1843.
6. Rothman L. S., Gamache R. R., Goldman A., Brown L. R., Toth R. A., Pickett H. M., Poynter R. L., Flaund J. M., Camy-Peyret C., Barbe A., Husson N., Rinsland C. P., Smith M. A. H. // Appl. Opt., 1987. V. 26. № 19. P. 4058.
7. Lorentz. // Proc. Amsterd. Acad. Sci., 1906. V. 8. P. 591.
8. De Bievre P., Gallet M., Holden N. E., Barnes I. L. // J. Phys. Chem. Ref. Data, 1984. V. 13. № 3. P. 809.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
21 декабря 1995 г.

#### THE INTERPRETATION OF THE THERMAL ATMOSPHERIC RADIATION IN THE VICINITY OF SO<sub>2</sub> RESONANCES

*N. N. Markina*

Methodical aspects of the SO<sub>2</sub> monitoring in the millimeter waves are developed. The algorithm of SO<sub>2</sub> content estimation in the industrial ejections is proposed.

УДК 534.2:550.34

## ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ВИБРОИСТОЧНИКОМ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ ГАЗОНАСЫЩЕННОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

*Ю. М. Заславский*

Работа акустического вибратора килогерцовых частот, размещённого на грунте при зондировании самых верхних слоёв разреза, является объектом всё более тщательных экспериментальных исследований. Это объясняется открывающейся перспективой практического применения сейсмических волн килогерцового диапазона в технике инженерной сейсморазведки высокого разрешения. С другой стороны, повышенный интерес к волновой структуре упругого излучения, порождаемого работой вибратора на слабосцементированном почвенном грунте, представляющем собой двух-, либо трёхфазную пористую среду, объясняется её качественными отличиями от аналогичной, описываемой упругими параметрами  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $\rho$ . Поскольку в литературе отсутствуют данные о структуре вибрационных волновых полей в такой сложной среде, возникает необходимость решить так называемую задачу о возбуждении всех нормальных типов упругих волн, возможность распространения которых предсказана в классических работах [1–4]. Упомянутая задача будет решена в линейной постановке, аналогично известным решениям задач акустики или невзрывной сейсмики, соответствующим установке вибратора на свободной поверхности полубезграничной среды [5]. Следует отметить, что в отличие от задач распространения, в которых наряду с такими параметрами, как скорость распространения, должно фигурировать затухание, в задачах возбуждения этот фактор не учитывается. Таким образом, здесь преследуется цель выяснить и проанализировать характерный вид упругого поля излучения, создаваемого осциллирующей силовой нагрузкой, приложенной к поверхности полуограниченной двухфазной среды в идеальных условиях отсутствия у неё диссипативных и нелинейных параметров.

Конкретизируя постановку задачи, отметим, что в качестве флюида, заполняющего поры, будет рассмотрен воздух, плотность которого, как известно, на несколько порядков ниже плотности вещества каркаса, но скорость звука выше, чем скорость распространения по каркасу волн сжатия. Тем самым, речь идёт о почвенном грунте, гранулы которого контактируют несколькими точками и, благодаря существованию сниженности жёсткости в области контакта по сравнению с жёсткостью образующего

их сплошного материала, эффективная сжимаемость такой среды становится весьма значительной, а скорость продольных волн может оказаться ниже скорости звука в воздухе, что подтверждается экспериментально для геоматериалов, залегающих на глубинах, не превосходящих 1–1,5 м [6].

Поэтому далее рассматривается газонасыщенная двухфазная среда, заполняющая нижнее полупространство, к плоской свободной границе которого приложена вертикально ориентированная осциллирующая сила  $P \exp(-i\omega t)$ , равномерно распределённая по круговой площадке радиуса  $a$ . В этом случае с помощью известных приёмов рассчитано поле излучения всех типов упругих волн, в частности,  $P$ -волн 1-го и 2-го рода и  $S$ -волн. В применении к случаю  $P$ -волны 1-го рода, вычисления амплитудных и фазовых зависимостей излучаемых полей проще провести для зоны Фраунгофера известными асимптотическими методами. По существу, отыскание структуры поля при этом сводится к оценке интегральных выражений, которыми последнее описывается, в секторе углов, примыкающих к направлению основного луча, проведённого по правилам геометрической оптики и соединяющего источник с точкой наблюдения. Ввиду широкой распространённости методов, упомянутых выше (здесь мы имеем в виду метод эталонных интегралов, стационарной фазы), а также техники вычислений на их основе интегралов, сошлёмся на известные работы [5, 7], где изложено их подробное описание. Осуществив вычисления, аналогичные работам [5, 7], и используя сферические координаты  $R, \theta$ , получим выражение для смещения  $U$ , содержащего в себе для указанного волнового движения только  $R$ -компоненту:

$$\begin{aligned}
 U_R^{P_1} = & \frac{P \cos \theta (2 \sin^2 \theta - C_{l_1}^2 / C_t^2)}{\pi \mu R} \frac{J_1(\omega a \sin \theta / C_{l_1})}{\omega a \sin \theta / C_{l_1}} e^{ik_{l_1} R} / \left\{ \left( 2 \sin^2 \theta - \frac{C_{l_1}^2}{C_t^2} \right)^2 + \right. \\
 & + 4 \sin^2 \theta \cos \theta \sqrt{\frac{C_{l_1}^2}{C_t^2} - \sin^2 \theta} + \frac{C_{l_1}^2}{C_{l_2}^2} \left[ \left( 2 \sin^2 \theta - \frac{C_{l_1}^2}{C_t^2} \right) \left( 2 \sin^2 \theta - \frac{C_{l_1}^4}{C_t^2 C_{l_2}^2} \right) + \right. \\
 & \left. \left. + 4 \sin^2 \theta \sqrt{\frac{C_{l_1}^2}{C_{l_2}^2} - \sin^2 \theta} \sqrt{\frac{C_{l_1}^2}{C_t^2} - \sin^2 \theta} \right] \right\}. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь учтены вышесформулированные ограничения, и в частности,  $C_{l_2} > C_{l_1}$ . Формула (1) наряду с ранее известными зависимостями, соответствующими случаю идеальной твёрдой среды, у которой  $C_{l_2}^2 = 3C_{l_1}^2$ , описывает и некоторые особенности диаграммы излучения объёмных  $P$ -волн 1-го рода относительно продольных волн в гомогенной структуре, хотя, собственно, количественные изменения незначительны, в чём далее можно убедиться путём построения и сравнения графиков углового распределения уровня смещений. Используемые в формулах обозначения здесь и далее общеприняты, поэтому на них мы не останавливаемся.

Ограничившись вычислением колебательных смещений  $U_R$  в каркасе, отметим, однако, что смещения  $V_R$  во флюиде с точностью до отрицательного множителя  $M_1$  ( $|M_1| < 1$ ) идентичны им, хотя и противофазны, что отражает специфику выбора параметров сред.

Применение того же асимптотического метода к оценке интегральных представлений, описывающих упругие поля, позволяет получить для радиального перемещения в  $P$ -волне 2-го рода аналогичное выражение:

$$U_R^{P_2} = \frac{PC_{l_1}^2 \cos \theta (2 \sin^2 \theta - C_{l_2}^2/C_{l_1}^2) J_1(\omega a \sin \theta/C_{l_2})}{\pi \mu RC_{l_2}^2} \frac{e^{ik_{l_2}R}}{\omega a \sin \theta/C_{l_2}} / \left\{ \left( 2 \sin^2 \theta - \frac{C_{l_2}^2}{C_t^2} \right)^2 + 4 \sin^2 \theta \sqrt{\frac{C_{l_2}^2}{C_{l_1}^2} - \sin^2 \theta} \sqrt{\frac{C_{l_2}^2}{C_t^2} - \sin^2 \theta} + \frac{C_{l_1}^2}{C_{l_2}^2} \left[ \left( 2 \sin^2 \theta - \frac{C_{l_2}^2}{C_t^2} \right) \left( 2 \sin^2 \theta - \frac{C_{l_1}^2}{C_t^2} \right) + 4 \sin^2 \theta \cos \theta \sqrt{\frac{C_{l_2}^2}{C_t^2} - \sin^2 \theta} \right] \right\}. \quad (2)$$

Как и ранее, для получения компоненты  $V_R$  необходимо умножить (2) на  $M_2$ , причём, ввиду положительного значения последней, можно прийти к заключению о синфазности колебаний каркаса и флюида в этой волне ( $M_2 \approx 1$ ).

Последними рассмотрим угловые характеристики сдвиговых волн, генерируемых вибратором в двухфазной среде. Для  $\theta$ -компоненты колебаний в  $SV$ -волне нетрудно получить следующую формулу, описывающую интересные зависимости:

$$U_\theta^S = -\frac{2iP}{\pi \mu R} \frac{J_1(\omega a \sin \theta/C_t)}{\omega a \sin \theta/C_t} \cos \theta \sin \theta (2 \sin^2 \theta - 1) \left[ \sqrt{\frac{C_t^2}{C_{l_1}^2} - \sin^2 \theta} + \frac{C_{l_1}^2}{C_{l_2}^2} \sqrt{\frac{C_t^2}{C_{l_2}^2} - \sin^2 \theta} \right] e^{ik_l R} / \left\{ (2 \sin^2 \theta - 1)^2 + 4 \sin^2 \theta \cos \theta \sqrt{\frac{C_t^2}{C_{l_1}^2} - \sin^2 \theta} + \frac{C_{l_1}^2}{C_{l_2}^2} \left[ \left( 2 \sin^2 \theta - \frac{C_{l_1}^2}{C_{l_2}^2} \right) (2 \sin^2 \theta - 1) + 4 \sin^2 \theta \cos \theta \sqrt{\frac{C_t^2}{C_{l_2}^2} - \sin^2 \theta} \right] \right\}. \quad (3)$$

Изложенные выше расчётные данные, описывающие эффективность возбуждения и структуру объёмных упругих волн, излучаемых вибратором в полупространство, заполненное рассматриваемой средой, проиллюстрируем на графиках. При этом для простоты будем полагать, что на горизонтальной границе среда-вакуум действует вертикально ориентированный, сосредоточенный в точке источник осциллирующей силы. Диаграммы направленности каждой упругой волны, далее, представим в некотором масштабе, нормировкой которого является общий для всех

волн коэффициент возбуждения  $P/\pi\mu R$ . Это позволяет получить распределение по углу амплитуд излучаемых полей  $P$ -волны 1-го и 2-го рода и  $S$ -волны, а также сравнить по абсолютной величине их уровни. Так, на рис. 1, 3 изображены диаграммы направленности для  $P$ -волн 1-го и 2-го рода соответственно. Ввиду более высокой эффективности возбуждения  $S$ -волны и больших масштабов, требуемых для иллюстрации, угловое распределение последней даётся отдельными графиками на рис. 2, 4, причём здесь (как и на рис. 1) представлен случай, в котором отношение квадратов скоростей распространения волн в скелете и флюиде составляет величину:  $C_{l_1}^2/C_{l_2}^2 = 0,25$ . Видно, что при значительной разнице в параметрах “упругости” двух подсистем имеет место распределение, характерное для полупространства, заполненного только твёрдой средой. Вместе с тем, для указанного случая легко оценить степень преобладания  $P$ -волны 1-го рода над  $P$ -волной 2-го рода. Кроме того, нетрудно заключить, что характер направленности этой волны вполне соответствует классическому виду акустического излучения в жидкости при дипольном воздействии. На рис. 3 и 4 изображены диаграммы направленности, аналогичные только что рассмотренным, но построенные для того случая, когда величина отношения квадратов скоростей приближается к единице и составляет  $C_{l_1}^2/C_{l_2}^2 = 0,56$ . При этом отношение величин самих скоростей изменяется всего в полтора раза. Сравнение представленных рисунков даёт возможность увидеть, что “выравнивание” параметров упругости двух подсистем по величине ведёт к заметному увеличению уровня  $P$ -волны 2-го рода относительно предыдущего случая (см. рис. 3), а также к заметному уширению характеристики направленности  $S$ -волн в секторе углов, в котором последняя имеет преобладающие значения амплитуды. Такое интересное обстоятельство, вероятно, характерно только для упругих волн в двухфазной среде и ранее в литературе не обсуждалось. Вместе с тем, ввиду реализуемости в искусственных, а возможно и в естественных условиях разных соотношений упругих параметров в газонасыщенных пористых образцах, подвергающихся разным нагрузкам не только в отношении скелета, но также и флюида, появляется возможность надёжного раздельного приёма и исследования  $P$ -волн обоих типов и  $S$ -волны, например, в условиях лабораторного эксперимента.

В заключение отметим, что полученные характеристики дальнего поля излучения могут служить основой для расчёта взаимного энергобаланса различных типов упругих волн, который является интегральным показателем эффективности работы поверхностного вибратора. Однако расчёт энергобаланса упругого излучения представляется трудоёмкой задачей, выходящей за рамки данной работы. Вместе с тем, представленные результаты, вероятно, будут полезными, поскольку дают качественную картину изменения волновой структуры полей при переходе от идеальной (твёрдой) к гранулированной (сыпучей) среде вне зависимости от типа

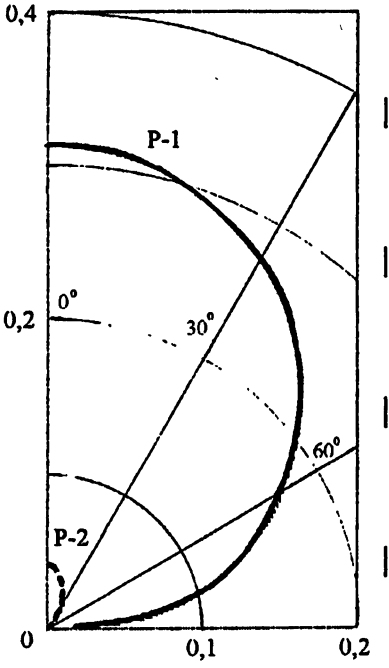


Рис. 1.

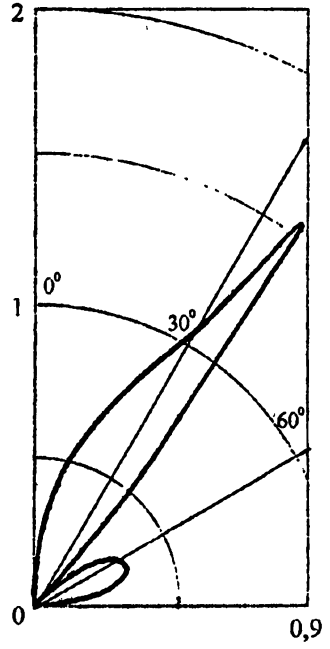


Рис. 2.

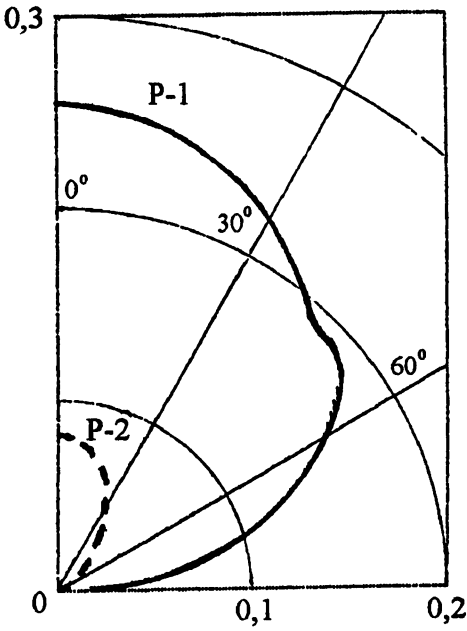


Рис. 3.

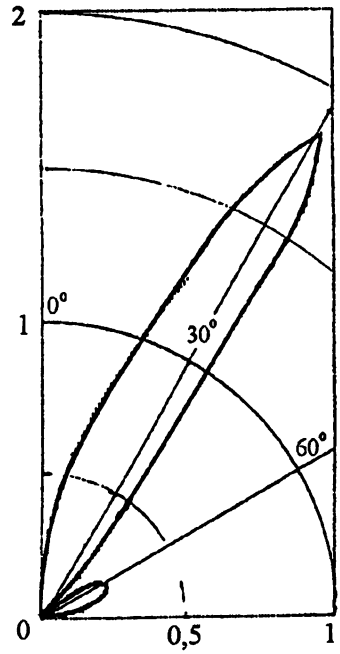


Рис. 4.



вибратора или даже способа возбуждения сейсмических колебаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель Я. И. //Изв. АН СССР. Сер. Геогр. и геоф., 1944. Т. 8. №4. С. 133.
2. Biot M. A. //J. Acoust. Soc. Am., 1956. V. 28. №2. P. 168.
3. Nikolaevskij V. N. *Mechanics of Porous and Fractured Media.* — Singapore: World Scientific, 1990. — 350 p.
4. Косачевский Л. Я. //ПММ, 1959. Т. 23. №6. С. 1115.
5. Бреховских Л. М. *Волны в слоистых средах.* — М.: Наука, 1973. — 343 с.
6. Заславский Ю. М., Рубцов С. Н. — В сб. тр.: *Нетрадиционные методы изучения неоднородностей земной коры.* — М., 1993. С. 34.
7. Копсон Э. *Асимптотические разложения.* — М.: Мир, 1966. — 159 с.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
22 июня 1995 г.

#### THE EXCITATION OF HIGH-FREQUENCY SEISMIC WAVES BY A VIBRATOR PLACED ON THE SOIL SURFACE

*Yu. M. Zaslavsky*

УДК 535.1

## О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СОЛИТОНОВ В КУБИЧНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

*С. Н. Власов*

Методом обратной задачи рассматривается взаимодействие солитонов в нелинейной кубичной среде. Приводится пример начальных условий, при которых нелинейное уравнение Шредингера, описывающее взаимодействие солитонов, имеет точное решение.

В нелинейных кубичных средах, обладающих дисперсией, могут распространяться волновые пакеты, сохраняющие свою форму — солитоны [1, 2]. При распространении они взаимодействуют друг с другом, очень часто образуя связанные состояния. Для описания волновых пакетов в таких средах обычно используется нелинейное уравнение Шредингера. В этой работе дается точное решение этого уравнения, описывающее взаимодействие двух солитонов.

Исследование нелинейного уравнения Шредингера, записанного в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} - 2i \frac{\partial q}{\partial z} + 2|q|^2 q = 0, \quad (1)$$

эффективно проводится методом обратной задачи теории рассеяния [3–5]. В простейшем случае локализованного начального условия процедура получения решения (1) заключается в следующем. По начальным данным  $q(x, 0)$  к уравнению (1) формулируется пара связанных линейных дифференциальных уравнений для функций  $v_1$  и  $v_2$ :

$$i v_{1x} + q(x, 0) v_2 = \zeta v_1, \quad (2)$$

$$i v_{2x} + q^*(x, 0) v_1 = -\zeta v_2, \quad (3)$$

которую, следуя [4], перепишем, введя матрицы  $\hat{Q} = \begin{pmatrix} 0 & q \\ q^* & 0 \end{pmatrix}$ ,

$\hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ ,  $\hat{v} = \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix}$ , в форме

$$i \hat{v}_x + \hat{Q} \hat{v} = \zeta \hat{\sigma}_3 \hat{v}. \quad (4)$$

Величина  $\zeta = \xi + i\eta$  является параметром этой системы.

Для действительного значения  $\zeta \equiv \xi$  и локализованной функции  $q$  среди решений (4) можно выбрать функции, удовлетворяющие следующим условиям<sup>1</sup>:

$$\phi(x, \xi) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(-i\xi x) \quad \text{при} \quad x \rightarrow -\infty, \quad (5)$$

$$\psi(x, \xi) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \exp(i\xi x) \quad \text{при} \quad x \rightarrow \infty, \quad (6)$$

$$\bar{\psi}(x, \xi) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(-i\xi x) \quad \text{при} \quad x \rightarrow \infty. \quad (7)$$

Поскольку функции  $\phi(x, \xi)$ ,  $\psi(x, \xi)$  и  $\bar{\psi}(x, \xi)$  линейно зависимы, мы можем выразить  $\phi$  через  $\psi$  и  $\bar{\psi}$ :

$$\phi = a(\xi, 0)\bar{\psi} + b(\xi, 0)\psi.$$

Нулями  $\zeta_k = \xi_k + i\eta_k$  функции  $a(\zeta_k) = 0$  в верхней полуплоскости  $\eta_k > 0$  определяются дискретные собственные значения системы (4), при которых существуют её локализованные функции, характеризующиеся константами  $C_k = \frac{b_k(\zeta_k, 0)}{a'(\zeta_k, 0)}$ , где  $a'(\zeta_k)$  — производная  $a(\zeta_k)$  по  $\zeta$ , при этом

$$b(\zeta_k) = |b(\zeta_k)| \exp(i\varphi_k), \quad (8)$$

где  $|b(\zeta_k)|$  и  $\varphi_k$  — действительные величины.

Из анализа задачи (4) [3] следует, что при  $z \rightarrow \infty$  решение (1) представляется в виде нелинейной “суперпозиции” солитонной и несолитонной частей. Солитонная часть характеризуется тем, что при  $z \rightarrow \infty$  она не стремится к нулю по всей оси  $x$ , в то время как несолитонная часть убывает до нуля по всей оси  $x$ . Имеется достаточно широкий класс решений (1), в которых несолитонная часть отсутствует. В этом случае решение  $q(x, z)$  определяется только значениями корней  $\zeta_k$  и, соответственно, величинами  $b(\zeta_k)$  и может быть найдено с помощью следующей формулы [3, 4]:

$$q(x, t) = -2i \sum_k \Lambda_k^* \psi_{k2}^*, \quad (9)$$

<sup>1</sup>Несколько вольно можно интерпретировать величину  $\frac{1}{a}$  как коэффициент прохождения, а величину  $\frac{b}{a}$  как коэффициент отражения при рассеянии волн  $v = \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix}$  на потенциале  $q(x, 0)$ . Эта задача часто называется задачей рассеяния Захарова-Шабата [5].

где величины  $\Lambda_k = \sqrt{\frac{b(\zeta_k)}{a'(\zeta_k)}} \exp(i\zeta_k x - i\zeta_k z)$  [4], а функции  $\psi_{k2}^*$  и  $\psi_{k1}^*$ , в свою очередь, находятся из системы линейных уравнений:

$$\Lambda_j^{-1} \psi_{j1} + \sum_k (\zeta_j - \zeta_k^*)^{-1} \Lambda_k^* \psi_{k2}^* = 0, \quad (10)$$

$$-\sum_k (\zeta_j^* - \zeta_k)^{-1} \Lambda_k \psi_{k1}^* + \Lambda_j^* \psi_{j2}^* = 1. \quad (11)$$

В простейшем случае солитонная часть состоит из отдельных солитонов [2], каждый из которых распространяется со своей скоростью  $\xi_k$  и описывается выражением

$$S_k(x, z) = 2\eta_k \operatorname{ch}^{-1}[2\eta_k(x - \xi_k z - x_k)] \exp[-2i\xi_k x + 2i(\xi_k^2 - \eta_k^2)z]. \quad (12)$$

В (12)  $2\eta_k$  — амплитуда солитона,  $x_k = \frac{1}{2\eta_k} \ln |b(\zeta_k)|$  — координата его максимума при  $z=0$ .

В более сложных случаях несколько солитонов могут распространяться с одной скоростью, т.е. оказываются связанными. Тогда солитонная часть представляет собой структуру, амплитуда и фаза которой периодически меняются в зависимости от координаты  $z$  [3].

Рассмотрим простейший случай такого решения, когда у функции  $a(\xi)$  имеются только два чисто мнимых корня:  $\zeta_0 = i\eta_0$ ,  $\zeta_1 = i\eta_1$  и  $|b(\zeta_k)| = 1$ , т.е.  $b(\zeta_0) = \exp(i\varphi_0)$  и  $b(\zeta_1) = \exp(i\varphi_1)$ . Проводя вычисления по формулам (9)–(11), получим решение  $q(x, t)^2$  нелинейного уравнения (1):

$$q = \frac{4i(\eta_0 + \eta_1) \exp([-i\varphi_1] - 2i\eta_1^2 z)}{(\eta_1 - \eta_0)} Q, \quad (13)$$

где

$$Q = \frac{\eta_1 \operatorname{ch} 2\eta_0 x - \eta_0 \exp(-i\Delta\varphi) \operatorname{ch} 2\eta_1 x}{\operatorname{ch}[2(\eta_0 + \eta_1)x] + \frac{(\eta_0 + \eta_1)^2}{|\eta_0 - \eta_1|^2} \operatorname{ch}[2(\eta_0 - \eta_1)x] - \frac{4\eta_0\eta_1}{(\eta_0 - \eta_1)^2} \cos(\Delta\varphi)},$$

<sup>2</sup>Обратим внимание на некоторые удивительные следствия из (13), для чего рассмотрим распространение пучков в параболическом приближении в среде с “замороженным” значением диэлектрической проницаемости  $\epsilon_0(1 + \delta\epsilon) = \epsilon_0(1 + 2|q|^2)$ . В безразмерных переменных уравнение для лучевой амплитуды имеет вид

$$2i \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + \delta\epsilon q,$$

где  $q$  определяется из (13). Оно описывает распространение локализованного пучка вблизи диэлектрического слоя, проницаемость которого зависит как от продольной, так и поперечной координат, причём само значение проницаемости при  $x \rightarrow \pm\infty$  стремится к постоянному значению, меньшему значения во всём пространстве. Зависимость  $\epsilon$  от продольной координаты имеет период, обеспечивающий существование быстрых по  $z$  гармоник, которые, казалось бы, должны излучаться. Однако излучение отсутствует!

$$\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi_1 + 2(\eta_0^2 - \eta_1^2)z.$$

В частном случае (при  $\eta_0 = 3/2$ ,  $\eta_1 = 1/2$ ,  $\exp(i\varphi_0) = i$ ,  $\exp(i\varphi_1) = -i$ ), решение (13) переходит в многосолитонное решение  $q(x, z)$  уравнения (1) с начальным условием  $q(x, 0) = \frac{2}{\operatorname{ch} x}$ , найденное в [3]:

$$q = \frac{4 \exp(-iz/2) [\operatorname{ch}(3x) + 3 \exp(-4iz) \operatorname{ch} x]}{\operatorname{ch}(4x) + 4 \operatorname{ch}(2x) + 3 \cos(4z)}.$$

Рассмотрим структуру (13) более подробно при различных соотношениях между  $\eta_0$  и  $\eta_1$ . На рис. 1 приведены зависимости модуля функции  $|q|$  в зависимости от поперечной координаты  $x$  для различных значений продольной координаты  $z_a$  и  $z_b$  таких, что  $\Delta(z_a) = 0$  и  $\Delta(z_b) = \pi$  при сильно отличающихся значениях корней  $\eta$  друг от друга ( $\eta_0 = 1,5$ ,  $\eta_1 = 0,1$ ). Аналогичные зависимости для близких значений  $\eta$  ( $\eta_0 = 1,5$ ,  $\eta_1 = 0,1499$ ) показаны на рис. 2. Из рисунков видно, что в первом случае ( $\eta_1 \ll \eta_0$ ) формула (13) описывает периодически возмущённый одиночный солитон, причём возмущения не исчезают при  $z \rightarrow \infty$ . Во втором случае ( $\eta_1 \sim \eta_0$ ) формула (13) описывает взаимодействие двух солитонов, которые периодически сближаются друг с другом. Введём в этом случае амплитуду одиночного солитона  $2\eta \approx 2\eta_0 \approx 2\eta_1$  и разность их амплитуд  $\Delta\eta = \eta_0 - \eta_1$ . Тогда наибольшее расстояние между солитонами

$$2x_{\max} = \frac{1}{\eta} \ln \frac{4\eta}{\Delta\eta},$$

а период осцилляций  $T$

$$T = \frac{\pi}{2} \exp(2\eta x_{\max}).$$

Отметим, что имеет место "линейное" сложение амплитуд отдельных солитонов в максимуме при их максимальном сближении:

$$|q|_{\max}(x=0, \Delta=0) \approx 4\eta.$$

Заметим, что (13) является также асимптотическим решением уравнения (1) при  $z \rightarrow \infty$  в том случае, если в "солитонной" части решения имеется два связанных солитона. В качестве примера такой ситуации рассмотрим распространение пакета с П-образным распределением поля в начальном состоянии; описываемом следующими выражениями:

$$q = A > 0 \quad \text{при } |x| < 1, \tag{14}$$

$$q = 0 \quad \text{при } |x| > 1.$$

Локализованные решения (2), (3) будем искать в виде

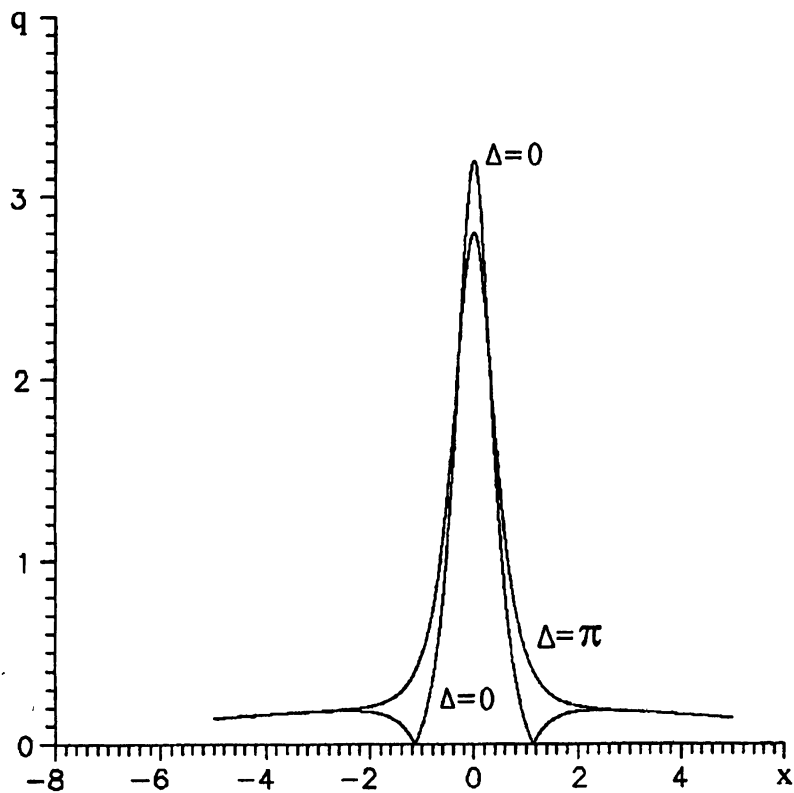


Рис. 1.

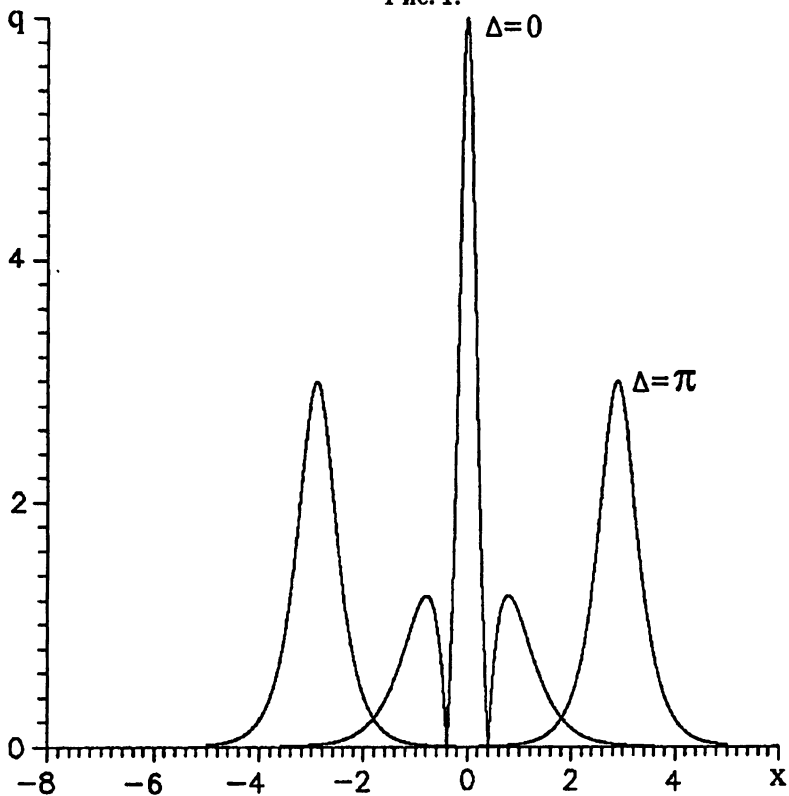


Рис. 2.

$$\begin{aligned}
 v_1 &= 0, \quad \text{при } x > 1, \\
 v_1 &= B_1 \sin[\kappa(x-1)], \quad |x| < 1, \\
 v_1 &= B_1 \sin[-2\kappa] \exp[\eta x], \quad x < -1, \\
 v_2 &= 0, \quad \text{при } x < -1, \\
 v_2 &= B_2 \sin[\kappa(x+1)], \quad |x| < 1, \\
 v_2 &= B_2 \sin[2\kappa] \exp[-\eta x], \quad x > 1,
 \end{aligned}$$

где  $B_1$ ,  $B_2$  и  $\eta = -i\zeta$  — неизвестные константы,  $\kappa = \sqrt{A^2 - \eta^2}$ .

Подставляя  $v_1$  и  $v_2$  в (3), получим уравнение, связывающее  $A$  и  $\eta$ :

$$\operatorname{tg}[2\sqrt{A^2 - \eta^2}] = -\frac{\sqrt{A^2 - \eta^2}}{\eta}. \quad (15)$$

Действительные решения имеют место при  $\eta < A$ ; локализованный пучок впервые возникает при  $A \geq \frac{\pi}{4}$  [3], каждый  $n$ -й следующий при  $A \geq \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}n$ . Таким образом, при  $\frac{\pi}{4} \leq A \leq \frac{3\pi}{4}$  асимптотическое решение (1) с начальными условиями (14) при  $z \rightarrow \infty$  имеет вид однородного пучка (12), у которого  $\xi_0 = 0$ ,  $x_0 = 0$ , а  $\eta_0$  определяется из (15). При  $\frac{3\pi}{4} \leq A \leq \frac{5\pi}{4}$  асимптотическое решение (1) с начальными условиями (15) при  $z \rightarrow \infty$  имеет вид (13).

Другим начальным условием для (1), которое допускает подробное исследование [4, 6], является колокообразный пакет  $q(x, 0) = A \operatorname{ch}^{-1+i\beta} x$  с амплитудой  $A$ . Вблизи нуля функция  $q$  может быть представлена в виде

$$\begin{aligned}
 q(x, 0) &= A \operatorname{ch}^{-1} x \exp[i\beta \ln \operatorname{ch} x] \approx A \operatorname{ch}^{-1} x \exp\left[i\beta \ln\left(1 + x \frac{x^2}{2}\right)\right] \approx \\
 &\approx A \operatorname{ch}^{-1} x \exp\left[\frac{i\beta x^2}{2}\right].
 \end{aligned}$$

Отсюда видно, что фаза пучка, в зависимости от поперечной координаты  $x$ , может быть как фокусирующей ( $\beta > 0$ ), так и расфокусирующей ( $\beta < 0$ ).

В этом случае локализованное решение (2), (3) выражается с помощью гипергеометрической функции, а дискретные собственные числа имеют вид

$$\zeta_k = i\eta_k = \zeta_k = i(\sqrt{A^2 - \beta^2/4} - 1/2 - k), \quad |b(\zeta_k)| = 0, \quad (16)$$

$k = 0, 1, 2, \dots, k_\Gamma$ ,  $\sqrt{A^2 - \beta^2/4} - 1/2 - k_\Gamma > 0$ . Реальные части всех собственных значений равны нулю как в случае фокусирующей, так и в случае

расфокусирующей фазы. Это значит, что асимптотическое поведение при  $z \rightarrow \infty$  будет одинаково со случаем  $\beta = 0$ , с точностью до сдвига вдоль оси  $z$  и замены  $\sqrt{A^2 - \beta^2/4}$  на  $A$ . Условием появления одного дифракционно не расплывающегося пучка является неравенство

$$\sqrt{A^2 - \beta^2/4} - 1/2 > 0.$$

Чем сильнее меняется фаза на ширине пучка, тем большая начальная амплитуда необходима для образования одного солитона. Если выполняется следующее неравенство:

$$\sqrt{A^2 - \beta^2/4} - 1/2 > 1,$$

то асимптотически вместо одного локализованного солитона образуется периодическое по координате  $z$  решение. Если

$$1 < \sqrt{A^2 - \beta^2/4} - 1/2 < 2,$$

то асимптотическое поведение определяется формулой (13), а  $\eta_0$  и  $\eta_1$  находятся из (16).

Автор благодарен К. А. Горшкову за замечания при рецензировании работы. Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований (грант № 96-02-19609).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемто-секундных лазерных импульсов. — М.: Наука, 1988.
2. Беспалов В. И., Литвак А. Г., Таланов В. И. — В сб.: Нелинейная оптика. — Новосибирск: Наука, 1968. С. 428.
3. Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов (метод обратной задачи) /Под ред. С. П. Новикова. — М.: Наука, 1980.
4. Satsuma J., Yajima N. //Suppl. of the Progress of Theoretical Phys., 1974. № 55. P. 284.
5. Абловиц М. Дж., Сегур Х. Солитоны и метод обратной задачи /Пер. с англ. под ред. В. Е. Захарова. — М.: Мир, 1987.
6. Lasaridis P., Debarge G., Gallion P. //Opt. Lett., 1995, V. 20. № 16. P. 1680.

Институт Прикладной Физики  
РАН, г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
22 октября 1996 г.



## ABOUT INTERACTION OF SOLITONS IN CUBIC NONLINEAR MEDIA

*S. N. Vlasov*

The interaction of solitons in cubic nonlinear media is considered by the inverse scattering transform method. The exact solution is given of the nonlinear Schrodinger equation, which describes this interaction.

УДК 621.396.96

# СМЕШАННЫЙ МЕТОД ОЦЕНКИ ЭПР ПОЛУОТКРЫТЫХ ПОЛОСТЕЙ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ С РАДИОПОГЛОЩАЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ, ОСНОВАННЫЙ НА КОНЦЕПЦИИ ПЛОСКИХ ВОЛН

*Г. Д. Михайлов, С. Н. Кутищев*

Предложен смешанный метод оценки эффективной площади рассеяния (ЭПР) полуоткрытых полостей сложной формы с радиопоглощающим покрытием (РПП), основанный на комбинированном гранично-интегральном/модальном методе и концепции плоских волн. При расчёте ЭПР полости используются экспериментально найденные зависимости модуля и фазы коэффициента отражения РПП, находящегося на плоской идеально проводящей поверхности, от угла падения электромагнитной волны. Наблюдалось совпадение результатов численного расчёта ЭПР полуоткрытой полости сложной формы, содержащей РПП, предложенным смешанным методом с полученными экспериментальными данными.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальной проблемой в настоящее время является исследование возможности и эффективности применения радиопоглощающих материалов и покрытий (РПМ и РПП) с целью уменьшения ЭПР полуоткрытых полостей сложной формы [1–5].

Вычисление ЭПР полуоткрытых полостей сложной формы возможно только в результате математического моделирования рассеяния электромагнитных волн (ЭМВ) от полуоткрытых полостей. Математическое моделирование рассеяния ЭМВ от полуоткрытой полости сложной формы, содержащей РПМ и РПП, представляет собой сложную электродинамическую задачу. Выбор метода расчёта такой системы определяется формой полости, её размерами (по отношению к длине падающей ЭМВ) и электродинамическими характеристиками РПМ и РПП (магнитная и диэлектрическая проницаемости, коэффициент отражения и т. д.) [1].

На практике широкий класс полуоткрытых полостей можно рассматривать в виде однородных (регулярных) волноводных областей, соединённых произвольными “переходными” (нерегулярными) волноводными областями, такими как волноводные изгибы и оконечные нагрузки сложной формы. В работах [3–5] ЭПР таких полуоткрытых полостей вычислялась комбинированным гранично-интегральным/модальным (КГИМ) методом.

КГИМ метод был разработан с целью решения задачи рассеяния ЭМВ на полукрытых полостях сложной формы с характерными размерами апертуры от одной до десяти длин волн (резонансная область), когда применение низкочастотных численных методов и высокочастотных лучевых методов становится затруднительным [1, 3]. КГИМ метод позволяет вычислять ЭПР полости с учётом использования РПМ и РПП. Отметим, что применение ГИМ метода усложняется, если РПМ и РПП наносятся на внутреннюю боковую поверхность полости, а не на поверхность оконечной нагрузки. Это объясняется тем, что в этом случае усложняется определение мод регулярных волноводных областей полости [1, 3].

Процедура вычисления ЭПР полукрытых полостей сложной формы, основанная на КГИМ методе, существенным образом зависит от формы оконечной нагрузки и имеющихся электродинамических характеристик РПП [3, 5]. В работе [3] для расчёта ЭПР полости с оконечной нагрузкой, содержащей РПП, использовались приближённые импедансные граничные условия [6]. Возможность и эффективность использования приближённых импедансных граничных условий для расчёта вторичного электромагнитного поля рассеяния от полостей, содержащих РПМ и РПП, к настоящему времени не обоснована и не изучена в полной мере [3, 7].

В работе [5] для расчёта ЭПР полости с оконечной нагрузкой, содержащей РПП с заданными значениями комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей, использовалось известное аналитическое выражение [8] для коэффициента отражения ЭМВ от РПП, расположенного на идеально проводящей поверхности оконечной нагрузки. В этом случае оконечная нагрузка представляла собой участок полукрытого идеально проводящего прямоугольного волновода, задняя стенка которого располагалась под углом  $\beta = 90^\circ$  к боковым стенкам волновода. Вычисление ЭПР полукрытой полости с оконечной нагрузкой, задняя стенка которой располагается под произвольным углом  $\beta$  к её боковым стенкам, усложняется [8]. В этом случае необходимо вычислять обобщённую матрицу рассеяния оконечной нагрузки с произвольным углом  $\beta$ .

В данной работе на основе КГИМ метода и концепции плоских волн [8, 9] предлагается смешанный метод расчёта ЭПР полукрытой идеально проводящей полости сложной формы, оконечная нагрузка которой в общем случае представляет собой участок полукрытого идеально проводящего прямоугольного волновода, задняя стенка которого располагается под произвольным углом  $\beta$  к боковым стенкам волновода и содержит РПП постоянной толщины.

## 2. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Будем рассматривать рассеяние ЭМВ на полукрытой полости (рис. 1) с идеально проводящими стенками, представляющей собой соеди-

Поперечное сечение

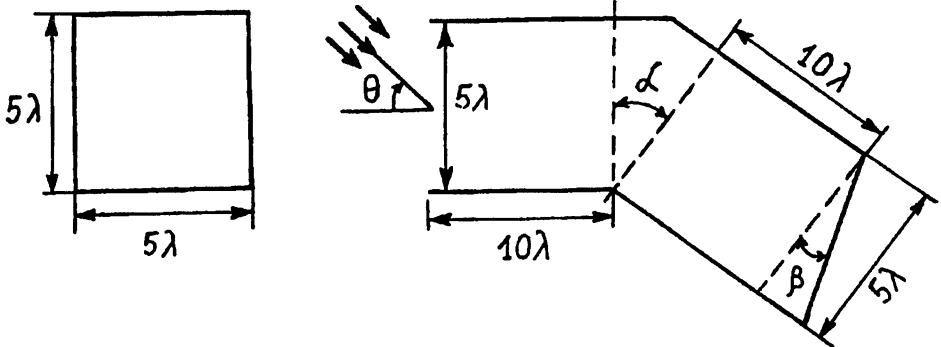


Рис. 1.

нение под углом  $\alpha = 30^\circ$  двух прямоугольных волноводов длиной  $L = 10\lambda$  и одинакового поперечного сечения  $a = b = 5\lambda$  с оконечной нагрузкой сложной формы (рис. 2). Оконечная нагрузка полости представляет собой участок полуоткрытого идеально проводящего прямоугольного волновода длиной  $l$ , задняя стенка которого располагается под углом  $\beta = 20^\circ$  к боковым стенкам волновода и содержит РПП постоянной толщины.

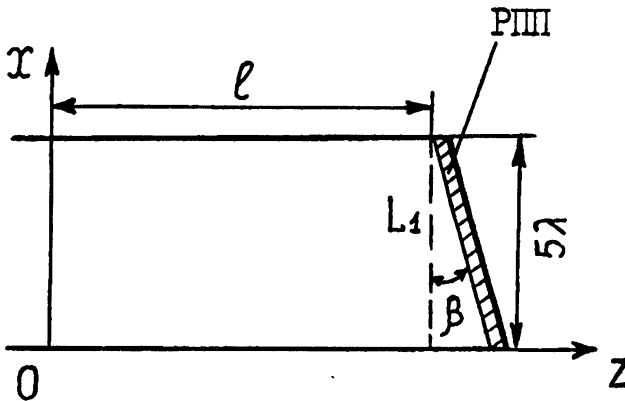


Рис. 2.

Метод вычисления ЭПР рассматриваемой полуоткрытой полости состоит из следующих шести этапов.

1) Трёхмерная полуоткрытая полость сложной формы (рис. 1) разбивается на трёхмерные регулярные и нерегулярные волноводные области. В рассматриваемом случае имеем две регулярные области (два участка прямоугольных волноводов) и две нерегулярные области (изгиб прямоугольного волновода под углом  $\alpha = 30^\circ$  и оконечная нагрузка (рис. 2)).

2) Нерегулярным трёхмерным волноводным областям ставятся в соответствие нерегулярные двумерные области. В результате этого изгиб прямоугольного волновода заменяется на соответствующий изгиб плоского волновода, а оконечная нагрузка, представляющая собой участок по-

луоткрытого идеально проводящего прямоугольного волновода, заменяется на соответствующий участок плоского волновода.

3) Гранично-интегральным методом [3, 5, 10] вычисляется обобщённая матрица рассеяния изгиба плоского идеально проводящего волновода (рис. 1).

4) Методом плоских волн вычисляется обобщённая матрица рассеяния двумерной оконечной нагрузки (рис. 2). При расчёте используются экспериментально найденные зависимости модуля и фазы коэффициента отражения (коэффициента Френеля) РПП, находящегося на плоской идеально проводящей поверхности, от угла падения ЭМВ.

5) Методом декомпозиции [11] вычисляется обобщённая матрица рассеяния всей полуоткрытой полости. При этом предполагается, что в обобщённых матрицах рассеяния трёхмерных регулярных волноводных областей с размерами, большими длины волны, необходимо учитывать только распространяющиеся моды.

6) Вычисляется ЭПР трёхмерной полуоткрытой полости сложной формы, используя принцип взаимности [12] в рамках приближения Стрэттона-Чу [3]. При этом рассматривается только вторичное электромагнитное излучение внутренней областью полости, т.к. для полостей с характерным размером апертур от  $1\lambda$  до  $10\lambda$  дифракция на краях полости и отражение от внешней поверхности полости вносят существенный вклад только для больших углов наблюдения (отсчитываемых от продольного направления). Отметим, что эти дополнительные эффекты, по мере необходимости, всегда могут быть учтены.

Этапы 1-3, 5, 6 предлагаемого смешанного метода представляют собой основные этапы КГИМ метода [5]. Этап 4 предлагаемого метода соответствует методу плоских волн, ранее используемому для расчёта калориметрических нагрузок с наклонными диэлектрическими окнами [8, 9]. Метод плоских волн позволяет получить аналитическое выражение для элементов обобщённой матрицы рассеяния двумерной оконечной нагрузки (рис. 2).

Приведём основные этапы аналитического расчёта методом плоских волн (этап 4) обобщённой матрицы рассеяния рассматриваемой двумерной оконечной нагрузки (рис. 2).

Рассмотрим падение волны  $H_p$  плоского волновода на рассматриваемую двумерную оконечную нагрузку. Электрическое поле падающей волны  $H_p$  представляется следующим образом:

$$E_y = \mathcal{E} \exp(-ih_p^{(1)}z) \sin\left(\frac{\pi p}{a}x\right), \quad (1)$$

где  $h_p^{(1)} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2}$ ,  $p = 1, 2, \dots$

Так как в падающей волне  $H_p$  отсутствуют вариации поля вдоль координаты  $y$  и в силу геометрии рассматриваемой системы, в которой граничные поверхности сред с разными диэлектрическими проницаемостями параллельны оси  $y$ , полное поле в рассматриваемом нерегулярном волноводе имеет те же составляющие, что и падающее поле.

В работах [8, 9] получено интегральное выражение для элементов обобщённой матрицы рассеяния рассматриваемой двумерной оконечной нагрузки

$$R_n^p = \frac{1}{2ih_n^{(1)}} \sqrt{\frac{2}{a}} \cdot \frac{1}{\mathcal{E}} \int_{L_1} dl \left\{ \frac{\partial E_y}{\partial n} \varphi_n(x) e^{-ih_n^{(1)}z} - E_y \frac{\partial}{\partial n} (\varphi_n(x) e^{-ih_n^{(1)}z}) \right\}, \quad (2)$$

где  $\varphi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{\pi n}{a}x\right)$ .

В выражении (2) коэффициент отражения выражен через значение  $E_y$  и  $\frac{\partial E_y}{\partial n}$  на границе раздела сред  $L_1$ .

Решение интегрального уравнения (2) является сложной и трудоёмкой задачей, поэтому в работе [9] для определения поля на границе раздела сред  $L_1$  было предложено использовать концепцию плоских волн (концепцию Бриллюэна), согласно которой поле на плоской границе раздела сред в волноводе близко к полю на границе плоскостной среды с теми же значениями диэлектрической проницаемости.

Будем искать приближённое значение  $E_y$  и  $\frac{\partial E_y}{\partial n}$  на границе  $L_1$ , основываясь на концепции плоских волн. Представим поле падающей волны  $H_p$  плоского волновода в виде суммы двух плоских волн:

$$E_y = \mathcal{E} e^{-ih_p^{(1)}z} \sin\left(\frac{\pi p}{a}x\right) = \frac{\mathcal{E}}{2i} \left[ \exp\left\{i\left(-h_p^{(1)}z + \frac{\pi p x}{a}\right)\right\} - \exp\left\{i\left(-h_p^{(1)}z - \frac{\pi p x}{a}\right)\right\} \right]. \quad (3)$$

Теперь, рассматривая эталонную задачу о падении двух плоских волн на РПП, характеризующееся комплексным коэффициентом отражения  $V(\varphi)$  (коэффициентом Френеля), как функции угла падения плоской ЭМВ (отсчитываемого от нормали к РПП), получим значение функций  $E_y$  и  $\frac{\partial E_y}{\partial n}$  на границе раздела сред  $L_1$ . Это даёт приближённое представление поля на границе раздела сред, которое не учитывает влияние (идеально проводящих) боковых стенок оконечной нагрузки.

Далее, следуя процедуре вычислений, изложенной в [8, 9], получаем аналитическое выражение для элементов обобщённой матрицы рассея-

ния двумерной оконечной нагрузки для падающей волны типа  $H_p$  ( $E$ -поляризация)

$$R_n^p = A_n(v_1, \varphi_1) J_n^1[\alpha(\varphi_1)] - A_n(v_2, \varphi_2) J_n^1[\alpha(\varphi_2)] + B_n(v_1) J_n^2[\alpha(\varphi_1)] - B_n(v_2) J_n^2[\alpha(\varphi_2)]. \quad (4)$$

Здесь

$$A_n(v, \varphi) = \frac{\exp(-2ih_p^{(1)}(a \operatorname{tg} \beta + l))}{2iL} \left( 1 + v - \frac{kL \cos \varphi}{h_n^{(1)} a} (1 - v) \right),$$

$$B_n(v) = \exp(-2ih_p^{(1)}(a \operatorname{tg} \beta + l)) \frac{\pi n \sin \beta}{2h_n^{(1)} a^2} (1 + v),$$

$$J_n^1(\alpha) = \frac{\pi n L}{(\pi n)^2 - \alpha^2} [1 - (-1)^n \exp(i\alpha)],$$

$$J_n^2(\alpha) = \frac{-i\alpha L}{(\pi n)^2 - \alpha^2} [1 - (-1)^n \exp(i\alpha)],$$

где

$$\alpha(\varphi_{1,2}) = -kL \sin \varphi_{1,2} + h_n^{(1)} L \sin \beta,$$

$$L = a / \cos \beta, k = 2\pi / \lambda,$$

$$\varphi_1 = -\beta - \arcsin \left( \frac{\lambda p}{2a} \right),$$

$$\varphi_2 = -\beta + \arcsin \left( \frac{\lambda p}{2a} \right).$$

Отметим, что  $\varphi_1, \varphi_2$  — это углы падения плоских волн (3) на плоскую поверхность РПП,  $V(\varphi)$  — комплексный коэффициент отражения плоской ЭМВ от РПП, расположенного на идеально проводящей поверхности.

При выводе формулы (4) предполагалось, что, отразившись от задней стенки оконечной нагрузки, плоские волны вновь не попадут на границу раздела сред  $L_1$ . Однако в случае использования РПП с коэффициентом Френеля небольшой величины (порядка  $0,1 \div 0,2$ ) можно ограничиться однократным отражением плоских волн от границы раздела сред  $L_1$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЁТОВ

На основе предложенного метода были разработаны методика расчёта ЭПР полукрытых волноводных полостей сложной формы с РПП, математический алгоритм численного решения рассматриваемой задачи на ЭВМ, машинная программа, написанная на алгоритмическом языке ФОРТРАН-77 и реализующая этот алгоритм на IBM PC 386 DX.

Вычислена ЭПР рассматриваемой полости, как функция углов наблюдения  $\theta$  (отсчитываемых от нормали к апертуре полости), для случая  $E$ -поляризации (рис. 3). При расчёте обобщённой матрицы рассеяния оконечной нагрузки сложной формы использовались экспериментально найденные зависимости модуля (рис. 4) и фазы (рис. 5) коэффициента отражения РПП марки ВРП-4, находящегося на плоской идеально проводящей поверхности, от угла падения ЭМВ  $\theta$ .

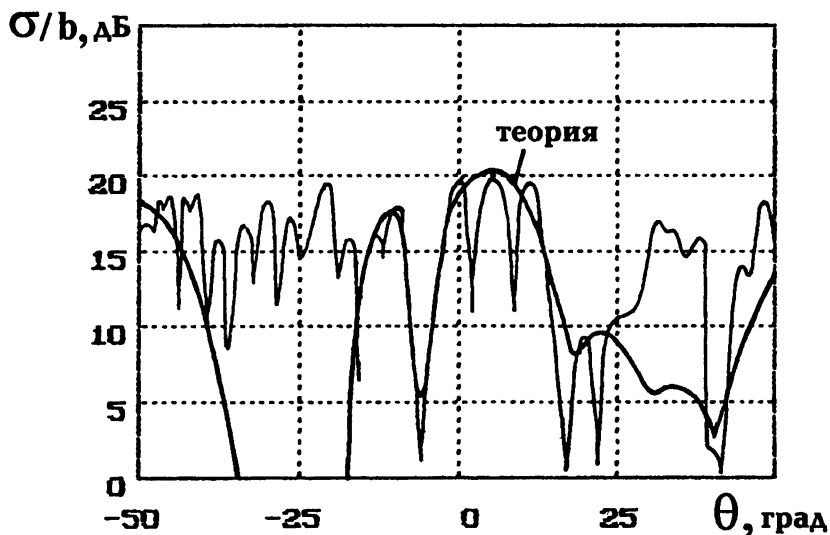


Рис. 3.

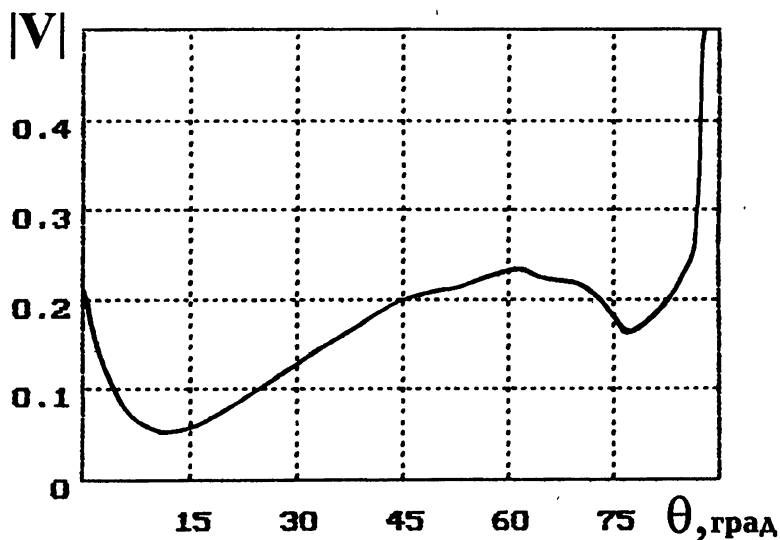


Рис. 4.

В результате моделирования рассеяния ЭМВ на полуоткрытых полостях с идеально проводящими стенками было установлено, что, когда



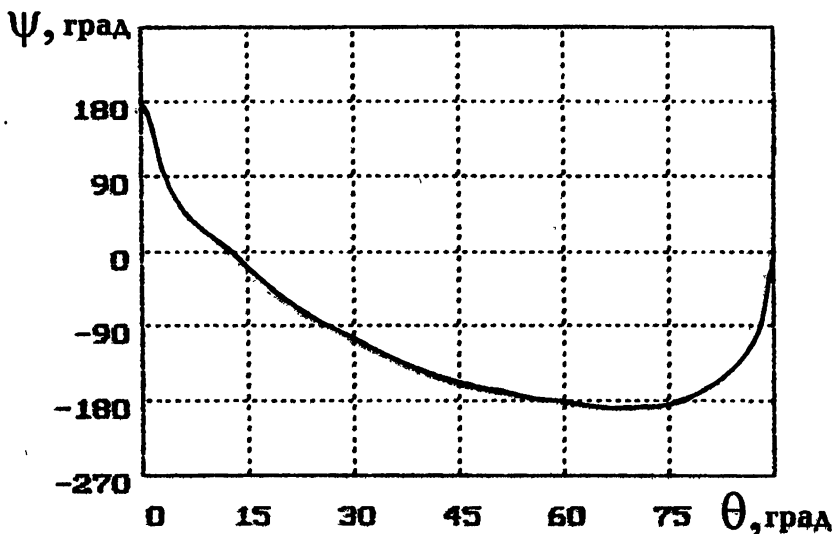


Рис. 5.

характерный размер апертуры полости начинает, приблизительно, превышать  $3\lambda$ , тогда система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) становится плохо обусловленной [13, 14]. В этих случаях плохо обусловленная СЛАУ нами решалась численно обобщённым методом Гаусса [15] с предварительным приведением её к хорошо обусловленному виду [5].

Наблюдалась хорошая сходимость численного расчёта обобщённой матрицы рассеяния рассматриваемой полуоткрытой полости (рис. 1) для интервала дискретизации  $W = 0,2632\lambda$  границы нерегулярной волноводной области (изгиба плоского волновода) в случае  $E$ -поляризации. Для вычисления обобщённой матрицы рассеяния нерегулярной волноводной области решалась СЛАУ из 56 уравнений. Число обусловленности матрицы коэффициентов СЛАУ [11, 12]  $\text{cond}(56) = 564,24$ . Закон сохранения энергии (унитарность обобщённой матрицы рассеяния  $[S]$ )  $[S]^* [S]^T = I$  ( $I$  — единичная матрица) выполнялся с точностью до 3,6%. Значения ЭПР полости в меньшей степени зависели от величины интервала дискретизации  $W$  границы нерегулярной волноводной области.

Исследовалась зависимость ЭПР полости от изменения модуля и фазы комплексного коэффициента отражения  $V(\varphi)$ . При изменении модуля коэффициента отражения на 1, 5, 10, 15, 20% изменение ЭПР полости не превышало 2, 7, 14, 21, 30% соответственно. При изменении фазы коэффициента отражения на 1, 5, 10, 15, 20% изменение ЭПР полости не превышало 4, 16, 31, 43, 54% соответственно.

Время вычисления обобщённой матрицы рассеяния нерегулярной области с периметром менее  $20\lambda$  на IBM PC 386 DX (40 МГц) не превышало 35 с. После вычисления матриц рассеяния нерегулярных областей требовалось незначительное дополнительное время (5–10 с) для вычисления

методом декомпозиции обобщённой матрицы рассеяния всей полуоткрытой полости и вычисления ЭПР полости как функции углов наблюдения.

Результаты численного расчёта ЭПР рассматриваемой полуоткрытой полости сравнивались с полученными экспериментальными данными (рис. 3). Наблюдалось совпадение теоретических и экспериментальных данных для углов наблюдения  $\theta$ , не превышающих  $20^\circ$ . Для больших углов наблюдения необходимо учитывать дифракцию на краях апертуры полости и отражение от внешней поверхности полости.

Таким образом, предложенный смешанный метод позволяет оценивать ЭПР трёхмерных полуоткрытых полостей сложной формы, содержащих РПП, и тем самым даёт реальную возможность по разработке рекомендаций о путях уменьшения их радиолокационной заметности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Михайлов Г. Д., Кутищев С. Н. //Зарубежная радиоэлектроника, 1995. № 4. С. 23.
2. Шнейдерман Я. А. //Зарубежная радиоэлектроника, 1975. № 2. С. 93.
3. Ling H. //IEEE Trans., 1990. V. AP-38. № 9. P. 1413.
4. Mikhailov G. D., Kutishchev S. N. //Proc. of ISAP-96, Chiba, Japan (23-27 Sept.), 1996. V. 3.
5. Михайлов Г. Д., Кутищев С. Н. //Радиотехника, 1996. № 6. С. 106.
6. Senior T. B. A. //IEEE Trans., 1981. V. AP-29. № 9. P. 826.
7. Wang D. S. //IEEE Trans., 1987. V. AP-35. № 4. P. 453.
8. Нефёдов Е. И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. — М.: Наука, 1979.
9. Веселов Г. И., Ильинская О. К. //Радиотехника и электроника, 1975. № 11. С. 2272.
10. Brebbia C. A. Boundary element method for engineers. — London: Pentech, 1978.
11. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. — М.: Наука, 1978.
12. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. — М.—Л.: Энергия, 1967.
13. Klein C., Mittra R. //IEEE Trans., 1973. V. AP-21. № 6. P. 902.
14. Яцкевич В. А., Каршакевич С. Ф. //Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1981. Т. 24. № 2. С. 66.
15. Воеводин В. В., Кузнецов Ю. А. Матрицы и вычисления. — М.: Наука, 1984.

Центр. научно-исслед. испытат.  
институт, г.Воронеж, Россия

Поступила в редакцию  
10 сентября 1996 г.

**A COMBINED METHOD BASED ON THE CONCEPTION OF PLANE WAVES FOR ESTIMATION OF RCS OF OPEN-ENDED CAVITIES WITH COMPLEX SHAPE, CONTAINING RADAR-ABSORBING COATING**

*G. D. Mikhailov, S. N. Kutishchev*

A combined method based on the hybrid boundary-integral/modal method and conception of plane waves is presented for estimating of radar cross section (RCS) of open-ended cavities with complex shape, containing radar-absorbing coating (RAC). Experimentally found dependences of reflection coefficient module and phase of RAC, locating on a plane perfect electric conducting surface, on an incident angle of electromagnetic wave are used. An agreement between the numerical results of RCS of the open-ended cavity with complex shape, containing RAC, obtained by the combined method and the received experimental data has been observed.

УДК 538.9

## УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СОЛИТОНАМИ В СВЕРХРЕШЁТКАХ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ УЧЁТЕ СТОЛКНОВЕНИЙ

*М. В. Вязовский, Г. А. Сыродоев*

Находится ток увлечения электронов электромагнитным солитоном распространяющимся вдоль оси одномерной полупроводниковой сверхрешётки, находящейся во внешнем магнитном поле ( $H_0$ ). Направление этого поля совпадает с направлением магнитного поля солитона ( $H_s$ ). Показано, что в такой геометрии при выполнении условия  $H_0/H_s \geq 10^2$  возникают осцилляции тока увлечения и их число растёт с ростом  $H_0$ .

Возможность образования электромагнитных солитонов (ЭС) в одномерных полупроводниковых сверхрешётках (СР) обсуждалась в ряде работ [1–3]. В них было показано, что периодичность скорости движения электрона в мини-зоне проводимости (в случае синусоидальной зависимости скорости от квазиимпульса) приводит к уравнению синус-Гордона для векторного потенциала электромагнитного поля. Одним из его решений является  $2\pi$ -импульс [4]. Увлечение электронов ЭС в одномерных полупроводниковых СР (солитонэлектрический эффект — СЭЭ) при наложении внешнего магнитного поля впервые рассмотрено в работе [5]. В ней было показано, что при распространении солитона вдоль слоёв СР внешнее постоянное магнитное поле, приложенное в направлении магнитного поля солитона, приводит к возрастанию тока увлечения, а при изменении направления магнитного поля может привести и к изменению знака СЭЭ. СЭЭ в этой работе был рассмотрен в том случае, когда время действия солитона на электрон ( $1/\gamma$ ) значительно меньше времени релаксации ( $\tau$ ) и столкновениями можно было пренебречь. В нашей работе СЭЭ рассматривается при учёте столкновений в другой геометрии: при распространении солитона вдоль оси СР во внешнем постоянном магнитном поле, направленном параллельно магнитному полю солитона. Получение фемтосекундных импульсов, электромагнитного поля с напряжённостями электрического поля, сравнимыми с внутриатомными полями, делает возможным образование солитонов и в такой геометрии [6]. При выполнении условий  $eE_s d_0 \ll \Delta_0$ ,  $\hbar\omega_c \ll \Delta$ ,  $\hbar\tau^{-1} \ll \Delta$  (где  $E_s$  — амплитуда солитона,  $\Delta_0(\Delta)$  — ширина зоны проводимости основной решётки (сверхрешётки),  $d_0(d)$  — постоянная основной решётки (сверхрешётки),  $\omega_c$  — циклотронная частота), задачу можно решать в квазиклассическом приближении, используя уравнение Больцмана.

Решая уравнение Больцмана для функции распределения  $f(p, t)$  в приближении постоянного времени релаксации методом характеристик [3], получим

$$f(p, t) = \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) f_0(\vec{p}'(t'; \vec{p}, t)) dt', \quad (1)$$

где  $\vec{p}'(t'; \vec{p}, t)$  — решение классического уравнения движения электрона в электромагнитном поле

$$\frac{d\vec{p}'}{dt'} = -e\vec{E}(t') - \frac{e}{c}(\vec{v}'(t'), \vec{H}(t') + \vec{H}_0) \quad (2)$$

с начальным условием  $t' = t$ ,  $\vec{p}' = \vec{p}$ ;  $\vec{H}_0$  — постоянное магнитное поле, а  $f_0(\vec{p})$  — функция распределения в начальный момент времени  $t' = t$ . В уравнении Больцмана опущен член с пространственной производной, т. к. скорость электрона значительно меньше фазовой скорости солитона.

Примем, что в одноминизонном приближении дисперсионное уравнение имеет вид

$$\varepsilon(\vec{p}) = \frac{\Delta_0}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{d_0 p_x}{\hbar}\right)\right) + \varepsilon(p_y) + \frac{\Delta}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{d p_z}{\hbar}\right)\right), \quad (3)$$

а солитон распространяется вдоль оси  $z$ :

$$E_x(z, t) + E_s \operatorname{sech}\left(\gamma\left(t - \frac{z}{v_s}\right)\right), \quad (4)$$

где амплитуда  $E_s$ , длительность импульса  $\gamma^{-1}$  и его скорость  $v_s$  связаны соотношениями  $E_s = 2\hbar\gamma/(ed_0)$ ,  $v_s^2 = c^2/(1 + \omega_p^2\gamma^{-2})$ . [3] ( $\omega_p$  — плазменная частота,  $c$  — скорость света в среде). Учитывая, что  $v/c \ll 1$  ( $v$  — максимальная скорость электрона в зоне проводимости), находим решение уравнения (2). Чтобы в нашем случае пренебречь влиянием столкновений на форму солитона, необходимо выполнение неравенства

$$\gamma^{-1} \ll t^*, \quad (5)$$

где  $t^*$  — характерное время затухания солитона. В рамках адиабатического приближения [3]  $t^* \simeq E_s^2\tau/(16\pi\Delta_0 n)$  (здесь  $n$  — концентрация электронов) неравенству (5) можно удовлетворить в достаточно широком диапазоне значений времени релаксации  $\tau$ . Влиянием же постоянного магнитного поля на форму солитона можно пренебречь при выполнении следующего условия:  $vH_0/c \ll E_s$ , которое сводится к неравенству  $\omega_c \ll \gamma\Delta_0 d/(\hbar v)$ . Тогда, при нахождении тока увлечения, можно считать амплитуду и скорость солитона приближённо постоянными.

Рассмотрим случай низких температур:  $\Delta_0/(2kT) \gg 1$ . При таких температурах значения квазиимпульса  $p'_x = p_x + e \int_{-\infty}^{t'} E_x(t') dt'$  (входящего в подынтегральное выражение в (1)), дающие существенный вклад в ток увлечения, значительно меньше его максимального значения  $\hbar\pi/d_0$ . Это позволяет ограничиться при вычислении тока малыми значениями  $p'_x$ . Подставляя полученные значения для  $p'_x$  и  $p'_z$  в выражение для тока увлечения  $j_z = -en \iiint v_z f(p, t) d^3p$ , находим (в сечении  $z = 0$ ):

$$j_z = j_0 \int_0^\infty e^{-\xi} \sin \left\{ a \left[ \frac{4(e^{\gamma(t-\xi\tau)} - e^{\gamma\tau})^2 (1 + e^{\gamma(2t-\xi\tau)})^2}{(1 + e^{2\gamma(t-\xi\tau)})^2 (1 + e^{2\gamma t})^2} + \frac{H_0}{H_s} \left( \gamma\tau\xi - 4[\text{th } \gamma(t - \xi\tau) - \text{th } \gamma t] \frac{\text{sh } \gamma(t - \xi\tau)}{\text{ch}^2 \gamma(t - \xi\tau)} + 2 \left( \frac{1}{\text{ch } \gamma t} - \frac{1}{\text{ch } \gamma(t - \xi\tau)} \right) \left( 1 - \frac{2}{\text{ch}^2 \gamma(t - \xi\tau)} \right) \right) \right] \right\} d\xi, \quad (6)$$

где  $j_0 = -en\Delta d/2\hbar$ ,  $a = \Delta_0 d/\hbar v_s$ .

В предельном случае  $\gamma\tau \gg 1$  из (6) для тока увлечения получим выражение без учёта рассеяния:

$$j_z + j_0 \sin \left[ a \left( \frac{1}{\text{ch}^2 \gamma t} + 2 \frac{H_0}{H_s} \frac{1}{\text{ch } \gamma t} \right) \right]. \quad (7)$$

В другом предельном случае:  $\gamma\tau \ll 1$  и  $H/H_0 \gg 1$ , разлагая подынтегральную функцию в ряд по  $\gamma\tau$ , находим

$$j_z = j_0 \left( \frac{\pi}{2b} \right)^{1/2} \left\{ \sin \left( \frac{1}{4b} \right) \left[ \frac{1}{2} - S \left( \frac{1}{4b} \right) \right] + \cos \left( \frac{1}{4b} \right) \left[ \frac{1}{2} - C \left( \frac{1}{4b} \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

где  $b = 2a(\gamma\tau)^2 H_0/H_s \varphi(\gamma t)$ ,  $S(x)$  и  $C(x)$  — интегралы Френеля [7],  $\varphi(x) = \frac{4}{\text{ch}^5 x} + \frac{8}{\text{ch}^3 x} - \frac{13}{2} \frac{1}{\text{ch } x}$ .

При типичных значениях параметров  $\Delta_0 = 1$  эВ,  $d = 10^{-6}$  см,  $v_s = c/\varepsilon$ ,  $\varepsilon = 10$  величина  $a = 0,16$ . Тогда для  $H_0/H_s < 1$  из (7) получим такое же выражение для монотонно изменяющегося с течением времени тока, как и в работе [6]. Отметим, что в [6] при выбранной там геометрии величина  $a = 10^{-3}$ . Осцилляции же тока увлечения возникают при  $aH_0/H_s > 1$ , поэтому в нашем случае, при распространении солитона вдоль оси СР, осцилляции тока возникнут при меньших значениях постоянного магнитного поля  $H_0$ . В промежуточной области значений  $\gamma\tau$  выражение для тока увлечения может быть найдено только численным

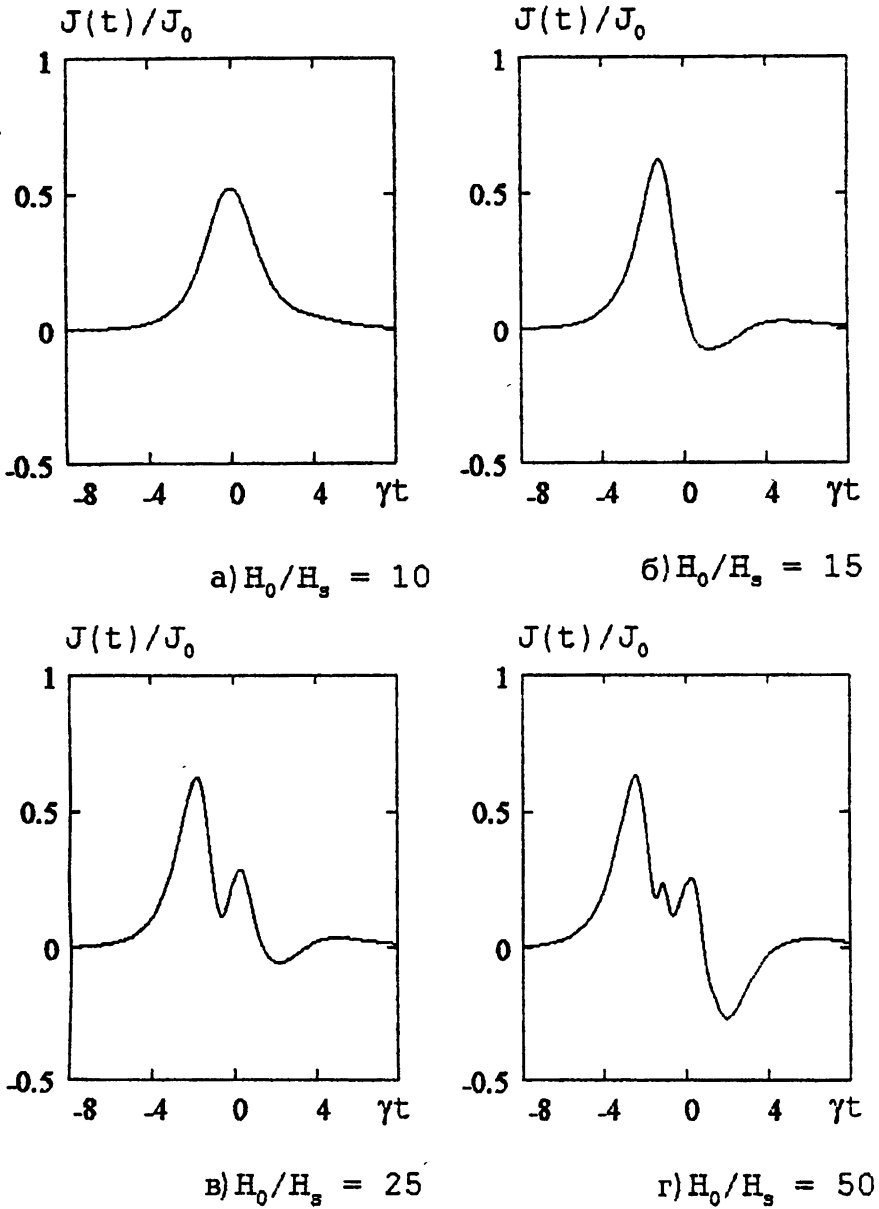


Рис. 1.

интегрированием. На рис. 1 приведены зависимости тока увлечения от времени при  $\gamma\tau = 1$  для различных значений  $H_0/H_s$ . Видно, что с ростом  $H_0$  возникают осцилляции тока и их число растёт. Действительно, магнитная составляющая силы Лоренца изменяет величину квазиимпульса электрона в решётке (в отличие от свободного электрона) и при условии  $aH_0/H_s > 1$  может увеличить энергию электрона до потолка мини-зоны, так что средняя скорость электрона упадёт до нуля или даже изменит своё направление на противоположное (кривые на рис. 1в и 1г). Этим и объясняется появление осцилляций тока увлечения, а также увеличение

их числа с ростом постоянного магнитного поля.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Эпштейн Э. М. //ФТТ, 1977. Т. 19. № 11. С. 3456.
2. Тетервов А. П. //УФЖ, 1978. Т. 23. № 7. С. 1182.
3. Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. — М.: Наука, 1989. — 287 с.
4. Солитоны в действии /Под ред. К. Лонгрена, Э. Скотта. — М.: Мир, 1981. — 312 с.
5. Эпштейн Э. М. //ФТП, 1982. Т. 16. С. 2231.
6. Беленов Э. М., Гречко Л. Г., Канавин А. П. //Письма в ЖЭТФ, 1993. Т. 58. № 5–6. С. 331.
7. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. — М.: Наука, 1981. — 793 с.

Волгоградский педагогический  
университет, Россия

Поступила в редакцию  
25 марта 1996 г.

#### TRAPPING OF ELECTRONS BY SOLITONS IN SUPERLATTICES IN THE EXTERNAL MAGNETIC FIELD TAKING INTO ACCOUNT COLLISIONS

*M. V. Vyasovsky, G. A. Syrodoev*

We have find the current of electron trapping by an electromagnetic soliton which propagates along the axis of one-dimensional semi-conducting superlattice located in the external magnetic field ( $H_0$ ). The direction of this field coincides with the direction of that of the soliton ( $H_s$ ). It is shown, that in such a geometry under the condition  $H_0/H_s \geq 10^2$  fulfilment, oscillations of the current trapping occur and their number increases with the increase of  $H_0$ .