

УДК 550.388.2; 551.510.535

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН, ОТВЕТСТВЕННЫХ ЗА ГЕНЕРАЦИЮ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ, ПУТЕМ СРАВНЕНИЯ РАССЧИТАННЫХ И ИЗМЕРЕННЫХ ДЕКРЕМЕНТОВ ЗАТУХАНИЯ

© 2011 г. Д.Д. Бареев<sup>1</sup>, В.Г. Гавриленко<sup>1</sup>, С.М. Грач<sup>1,2</sup>, Е.Н. Сергеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

<sup>2</sup> Научно-исследовательский радиофизический институт, Н. Новгород

bdend17@gmail.com

Поступила в редакцию 31.05.2011

Вычислены декременты затухания плазменных волн с частотами, близкими к верхнегибридной частоте и в окрестности четвёртой электронной гирогармоники. Проведено сравнение результатов расчёта с данными, полученными на стенде «Сура», о релаксации искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). По полученным результатам оценены характеристики плазменных волн, дающих основной вклад в генерацию ИРИ.

*Ключевые слова:* ионосфера, искусственное радиоизлучение, декремент, плазменные волны.

### Введение

Хорошо известно, что длительное воздействие мощной радиоволны обыкновенной поляризации на ионосферу приводит к возбуждению квазипотенциальных (плазменных) волн с частотами  $\omega < \omega_0$  в области верхнегибридного резонанса (ВГР) мощной волны (волны накачки), где  $\omega_0 \sim \omega_{uh}$ , а также вытянутых вдоль геомагнитного поля мелкомасштабных неоднородностей плотности плазмы. Здесь  $\omega_0$  – частота волны накачки,  $\omega_{uh}(z) = (\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2(z))^{1/2}$  – верхнегибридная частота,  $\omega_{pe}(z)$  – плазменная частота электронов,  $\omega_{ce}$  – частота циклотронного вращения электронов,  $z$  – высота области взаимодействия волны накачки с ионосферной плазмой [1, 2]. Рассеяние плазменных волн на этих неоднородностях в электромагнитные приводит к генерации искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) [3–5]. По измерениям спектральных и динамических свойств ИРИ можно изучать характеристики неоднородностей и плазменных волн [4, 6]. Согласно существующим теоретическим представлениям, в области ВГР волна накачки наиболее эффективно возбуждает верхнегибридные волны с волновыми векторами, направленными почти поперёк магнитного поля. Эти волны, в свою очередь, служат накачкой для формирования широкого частотного спектра верхнегибридных волн в результате процессов распада и индуцированного рассеяния [3, 4], а многократное рассеяние этих волн на вытянутых неоднородностях без изме-

нения частоты формирует широкий пространственный и угловой спектр плазменных волн в области ВГР.

В настоящей работе приведены экспериментальные данные, полученные на стенде «Сура», о релаксации (после выключения волны накачки) искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) для частот в области четвёртой электронной гирогармоники  $\omega \sim 4\omega_{ce}$ , которые показывают существенное уменьшение времени релаксации  $\tau$  при частоте волны накачки в непосредственной близости от гирогармоники  $\omega \approx 4\omega_{ce}$ . В работе также вычислены декременты затухания  $\gamma$  плазменных волн с частотами  $\omega \sim \omega_{uh}$  для произвольных соотношений между  $|\Delta|$  и  $|k_{\parallel}|v_{Te}$ , причём  $\omega$  выбиралась как близко, так и далеко от двойного резонанса, где  $\omega_{uh} \approx 4\omega_{ce}$ . Здесь  $\Delta = \omega - n\omega_{ce}$  – сдвиг частоты плазменной волны относительно гирогармоники,  $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$  – тепловая скорость электронов (здесь и в дальнейшем  $T_e$  берётся в энергетических единицах) и  $k_{\parallel}$  – проекция волнового вектора на направление магнитного поля. Поскольку генерация ИРИ на некоторой частоте  $\omega$  происходит вследствие рассеяния плазменных волн на той же частоте, полученные зависимости декремента  $\gamma$  от  $k_{\parallel}$  и  $k_{\perp}$  (поперечной проекции волнового вектора) при различных соотношениях  $\omega$ ,  $n\omega_{ce}$  и  $\omega_{uh}$  позволяют оценить волновые числа и углы между геомагнитным полем и волновыми векторами плазменных волн, дающих основной вклад в генерацию ИРИ в

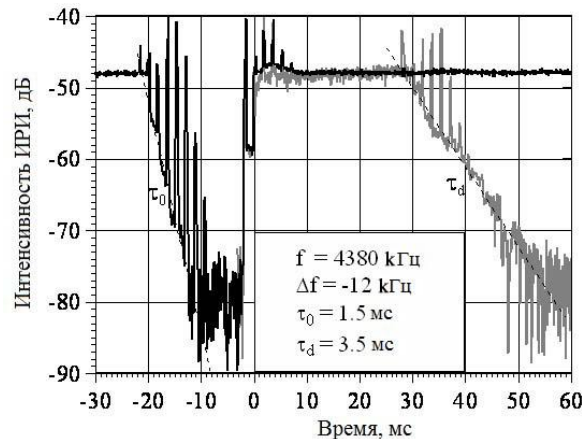


Рис. 1. Пример эволюции ИРИ при квазинепрерывном нагреве (черная осциллограмма) и диагностическом импульсном воздействии (серая осциллограмма)

окрестности четвертой электронной гирогармоники, а также область высот источника ИРИ. Ниже, в следующем разделе, дано краткое описание данных эксперимента по измерениям времён релаксации ИРИ, далее приведены расчёты декрементов затухания плазменных волн при различных соотношениях  $\omega$ ,  $n\omega_{ce}$  и  $\omega_{uh}$ , а также различных углах между волновым вектором плазменных волн  $\mathbf{k}$  и постоянным магнитным полем  $\mathbf{V}$ . В заключительном разделе дано краткое обсуждение результатов работы.

#### Экспериментальные исследования релаксации ИРИ при $\omega_{uh} \approx 4\omega_{ce}$

Для исследования зависимости релаксации ИРИ от частоты волны накачки  $f_0 = \omega_0/2\pi$  использовался квазинепрерывный режим воздействия на ионосферу импульсами длительностью 180 мс с периодом повторения 200 мс при различных частотах волны накачки. Вследствие шумового характера излучения проводилось его усреднение по нескольким десяткам последовательных импульсов. Подробное описание методики измерений и результаты исследований эволюции ИРИ при различных режимах воздействия можно найти, например, в [6]. При таком режиме генерация искусственной ионосферной турбулентности (плазменных волн и неоднородностей) происходит практически так же, как при непрерывном воздействии. В частности, согласно существующим представлениям мелкомасштабные неоднородности плотности плазмы не успевают сколько-нибудь заметно релаксировать за время паузы в 20 мс, а восстановление интенсивности ИРИ после паузы до стационарного уровня происходит в течение короткого времени, гораздо меньшего, чем длительность импульса [7, 8]. В то же время, ИРИ практически полностью исчезает за время паузы,

и его поведение позволяет определить характерные времена релаксации. На рис. 1 [9] приведен пример динамики ИРИ для отстройки  $\Delta f = f_{ИРИ} - f_0 = -12$  кГц от частоты волны накачки  $f_0 = 4380$  кГц (черная линия осциллограммы, эффективная мощность волны накачки  $P_0 \sim 15$  МВт), где, начиная с  $t = -20$  мс после выключения, происходит релаксация излучения с характерным временем  $\tau_0 = 1.5$  мс. Периодические пики определяются реакцией приемной аппаратуры на фронты сигнала волны накачки при его многократном отражении от ионосферы.

Возникающие при воздействии искусственные неоднородности плотности плазмы, при рассеянии на которых возбуждаются плазменные волны, сильно вытянуты вдоль геомагнитного поля вследствие процессов диффузии и термодиффузии. При достаточно малых углах наклона магнитного поля к вертикали ( $18.5^\circ$  на стенде «Сура») это дает возможность использовать достаточно мощные импульсы диагностической волны на частотах  $f_{дв} \neq f_0$  длительностью  $\sim 20$  мс с периодом повторения 1 с для генерации диагностического ИРИ на различных высотах возмущенной области ионосферы. Пример динамики диагностического ИРИ в импульсе (серая линия осциллограммы) также приведен на рис. 1 для случая нагрева ионосферы на частоте  $f_0 = 5650$  кГц ( $P_0 \sim 20$  МВт) и диагностического зондирования на частоте  $f_{дв} = 4380$  кГц ( $P_{дв} \sim 15$  МВт). В приведенных измерениях характерные времена релаксации диагностического ИРИ составляли  $\tau_d = 3.5$  мс.

Использование чередования квазинепрерывного и диагностического воздействия на разных частотах позволило провести измерения величины времен релаксации  $\tau_0$ ,  $\tau_d$  верхнегибридной турбулентности на различных высотах воз-

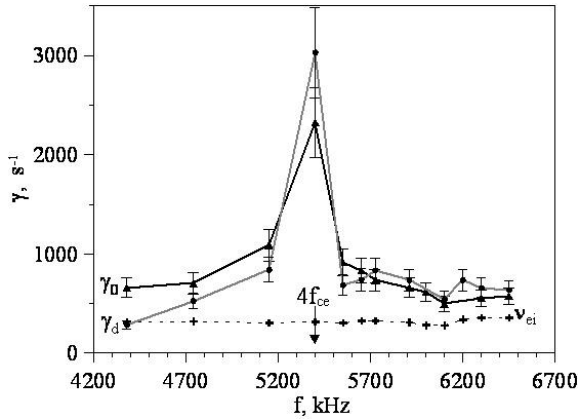


Рис. 2. Результаты измерений времени релаксации интенсивности ИРИ при квазинепрерывном (черная кривая) и диагностическом (серая кривая) воздействии. 24.09.2003. «Сура»

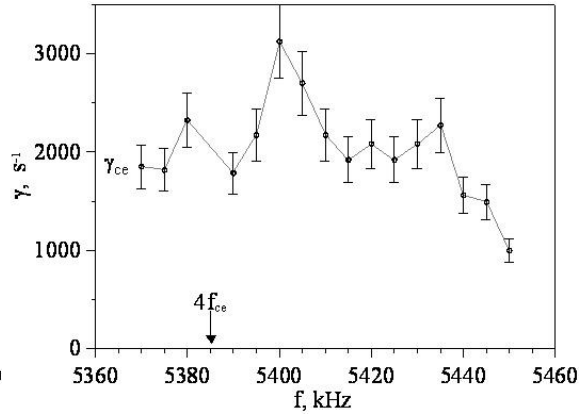


Рис. 3. Результаты измерений времени релаксации интенсивности ИРИ при квазинепрерывном (черная кривая) воздействии вблизи четвертой гирогармоники. 25.05.2004. «Сура»

мощенной области ионосферы. Результаты подобных измерений для 24 сентября 2003 г. приведены на рис. 2 для диапазона частот воздействия 4380–6450 кГц, который захватывает область четвертой гармоники гирочастоты электронов  $4f_{ce} \sim 5400$  кГц (см. также [10]). Характерные обратные времена релаксации верхнегибридных компонент ИРИ  $1/\tau_0$  и диагностического ИРИ  $1/\tau_d$  были близки для случая  $f_{дв}=f_0$  и практически всегда превышали частоту электрон-ионных столкновений  $\nu_{ei}$  для высот  $> 200$  км  $\nu_{ei} \sim 300\text{--}400$  с<sup>-1</sup>. Оценка  $\nu_{ei}$  выполнялась по формуле  $\nu_{ei} = 5.5(N_e/T_e^{3/2}) \times \ln(220T_e/N_e^{1/3})$  [11],  $N_e$  – концентрация электронов, а  $T_e$  – температура электронов оценивалась из модели IRI 2001 [12]. Характерные обратные времена релаксации интенсивности ИРИ имели минимальную величину вдали от  $4f_{ce}$  и принимали максимальные значения  $\tau^{-1} \sim 2000\text{--}3000$  с<sup>-1</sup> для наблюдений в области  $f_0, f_{дв} \sim 4f_{ce}$ . На рис. 3 приведены результаты более детальных измерений времен релаксации интенсивности диагностического ИРИ в области четвертой гирогармоники, выполненные 25 мая 2004 года. При диагностике области гирогармоники импульсным излучением диагностической волны непрерывный нагрев двумя передатчиками ( $P_0 \sim 60$  МВт) производился на частоте  $f_0 = 5600$  кГц. Из рисунка видно, что величина  $\tau^{-1} \sim 1500\text{--}3000$  с<sup>-1</sup> в достаточно широкой области частот около  $4f_{ce} \sim 5385$  кГц. Значение частоты гирогармоники в экспериментах определялось по измерениям характеристик стационарных спектров ИРИ, в частности, по пропаданию главного спектрального максимума излучения [5].

### Расчёт декрементов затухания плазменных волн

Для того чтобы определить, какие именно плазменные волны имеют декременты затухания  $\gamma$ , близкие к полученным в эксперименте обратным временам релаксации ИРИ, был выполнен расчёт декрементов затухания плазменных волн в плазме с параметрами, близкими к параметрам ионосферы при проведении экспериментов для частот плазменных волн  $\omega = 2\pi f$  в окрестности 4-й гармоники электронной циклотронной частоты  $\omega = 4\omega_{ce}$  при различных значениях верхнегибридной частоты  $\omega_{uh}$ . Различные значения  $\omega_{uh}$  соответствуют различным значениям плазменной частоты  $\omega_{pe}$ , и, следовательно, различным значениям электронной концентрации  $N_e$  и различным высотам  $z$  в ионосфере вблизи уровня ВГР волны накачки (напомним, что в ионосфере ниже максимума  $F$ -слоя электронная концентрация  $N_e$  растёт с высотой, а волна накачки отражается на высоте  $z_r$ , где  $\omega = \omega_{pe}(z_r)$ ). Расчёты декрементов затухания выполнялись численно в потенциальном приближении в случае максвелловского распределения частиц по скоростям на основании дисперсионного уравнения плазменных волн, которое выглядит следующим образом [13, 14]:

$$\epsilon = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2} \left\{ 1 + \sum_{l=-\infty}^{\infty} i\sqrt{\pi} Z_0 I_l(k_{\perp} \rho_e^2) e^{-k_{\perp}^2 \rho_e^2} w(Z_l) \right\} = 0, \quad (1)$$

где

$$Z_l = \frac{\omega - l\omega_{ce}}{\sqrt{2}k_{\parallel}v_{Te}}, \quad \rho_e^2 = \frac{v_{Te}^2}{\omega_{ce}^2}, \quad v_{Te}^2 = \frac{T}{m_e},$$

$$w(Z) = e^{-Z^2} \left( 1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{x^2} dx \right),$$

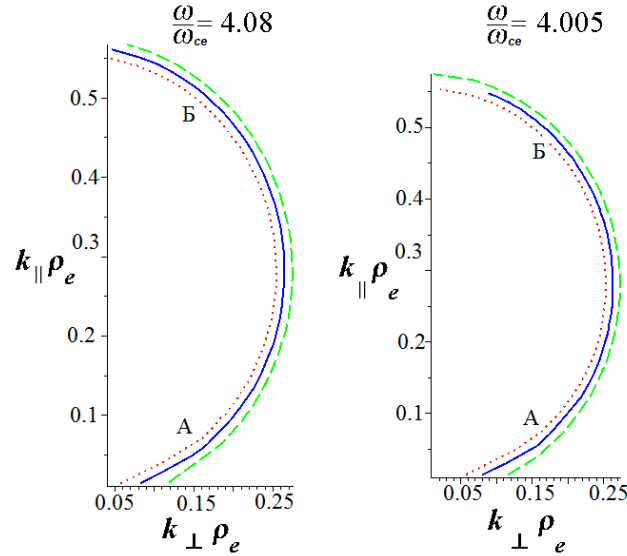


Рис. 4. Зависимости  $k_{\parallel} \rho_e$  от  $k_{\perp} \rho_e$  для разных частот волны и верхнегибридных частот (разные плотности плазмы). Здесь  $\rho_e = v_{Te}/\omega_{ce}$ ; А) верхнегибридные волны; Б) ленгмюровские волны.  
 Рисунок слева: —  $\omega_{uh}=4.08\omega_{ce}$ ; .....  $\omega_{uh}=4.085\omega_{ce}$ ; - - -  $\omega_{uh}=4.075\omega_{ce}$   
 Рисунок справа: —  $\omega_{uh}=4.005\omega_{ce}$ ; .....  $\omega_{uh}=4.01\omega_{ce}$ ; - - -  $\omega_{uh}=4.00\omega_{ce}$

$I_l$  – модифицированная функция Бесселя. Частота волны накачки представлялась в виде суммы действительной и мнимой частей  $\omega+i\gamma$ , где величина  $\gamma$  и есть декремент затухания волны. Далее для нахождения спектра частот  $\omega(\mathbf{k})$  и декремента затухания волн  $\gamma(\mathbf{k})$  необходимо решить систему уравнений  $\text{Re}\epsilon=0$  и  $\text{Im}\epsilon=0$ . В простейших предельных случаях решение (1) для  $\omega$  имеет вид:

- 1)  $k \rightarrow 0$ :  $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 \sin^2 \theta$ ,
- 2)  $\theta=0$ ,  $|k_{\parallel}|v_{Te} \ll \omega$ :  $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{Te}^2$  – ленгмюровские волны;
- 3)  $\theta=\pi/2$ ,  $\omega^2 \gg \omega_{ce}^2$ ,  $\chi \ll 1$ :  $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{Te}^2$  – верхнегибридные волны.

При поперечном относительно магнитного поля распространении волны существует еще одно решение уравнения (1), соответствующее электронным бернштейновским волнам  $\omega_b$ , и вдали от двойного резонанса ( $\omega_{uh} = l\omega_{ce}$ ):

- 4)  $\omega_b \approx l\omega_{ce}$  при  $k_{\perp} \rho_e \ll 1$  и  $k_{\perp} \rho_e \gg 1$  [11, 14].

Более полные выражения для спектра частот высокочастотных плазменных волн, а также выражения для декрементов их затухания в «длинноволновом» пределе ( $|\Delta| \gg |k_{\parallel}|v_{Te}$ ) приведены, например, в [11, 14]. Выражения для декрементов затухания волн приведены в [11, 14] с учетом как столкновительного, так и бесстолкновительного затухания. При приближении частоты волны к высоким гармоникам  $\omega \rightarrow l\omega_{ce}$  бесстолкновительное затухание в пределе  $Z_l \gg 1$  определяется соотношением

$$\gamma_{cycl} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}^4}{k_{\perp}^2 |k_{\parallel}| v_{Te}^3} I_n(k_{\perp}^2 \rho_e^2) e^{-k_{\perp}^2 \rho_e^2} e^{-\Delta^2/k_{\parallel}^2 v_{Te}^2},$$

а столкновительное затухание при этом равно [15]

$$\gamma_{col}^b = \frac{3}{8} \frac{2l!!}{(2l-1)!!} v_{ei}.$$

На рис. 4 решения реальной части уравнения (1) представлены в виде зависимости  $k_{\parallel}$  от  $k_{\perp}$  при различных значениях частоты плазменной волны  $\omega$  и верхнегибридной частоты  $\omega_{uh}$ . Из рисунков следует, в частности, что условие длинноволнового приближения  $|\Delta| \gg |k_{\parallel}|v_{Te}$  при выбранных параметрах расчетов при достаточно больших значениях  $|k_{\parallel}|v_{Te}$  не выполняется. Поэтому уравнение (1) решалось численно на основании полного дисперсионного уравнения при произвольном соотношении  $|\Delta|$  и  $|k_{\parallel}|v_{Te}$ . На рис. 5 приведены полученные из (1) зависимости  $\gamma(|k_{\parallel}|)$  при тех же значениях  $\omega$  и  $\omega_{uh}$ . При этом к найденным значениям  $\gamma$  аддитивно добавлялся декремент столкновительного затухания  $v_{ei}/2$ . Правомерность такого приближения показал расчет декрементов затухания, выполненный с модельным интегралом столкновений Батнагара–Гросса–Крука. Зависимости  $\gamma(|k_{\parallel}|)$  оказываются, естественно, различными для нижней («верхнегибридной», А) и верхней («ленгмюровской», Б) ветвей плазменных волн.

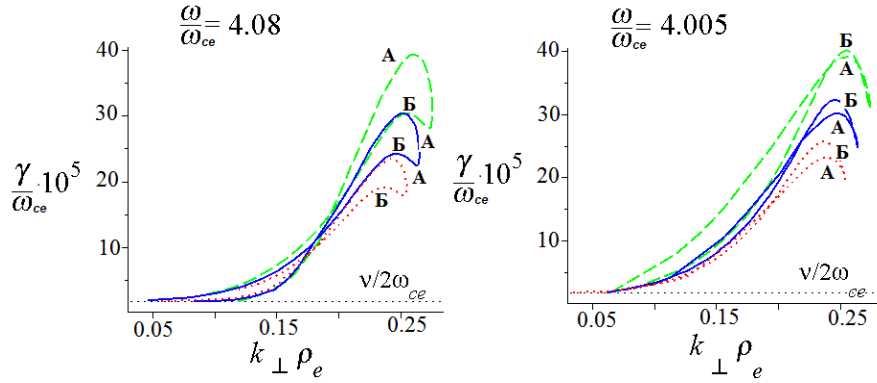


Рис. 5. Зависимости  $\gamma(\omega/\omega_{ce})$  от  $k_{\perp} \rho_e$  для разных частот волны и верхнегибридных частот (разные плотности плазмы). Здесь  $\rho_e = v_{Te}/\omega_{ce}$ : А) верхнегибридные волны; Б) ленгмюровские волны

Рисунок слева: —  $\omega_{uh}=4.08\omega_{ce}$ ;  $\cdots\cdots\omega_{uh}=4.085\omega_{ce}$ ; - - -  $\omega_{uh}=4.075\omega_{ce}$

Рисунок справа: —  $\omega_{uh}=4.005\omega_{ce}$ ;  $\cdots\cdots\omega_{uh}=4.01\omega_{ce}$ ; - - -  $\omega_{uh}=4.00\omega_{ce}$

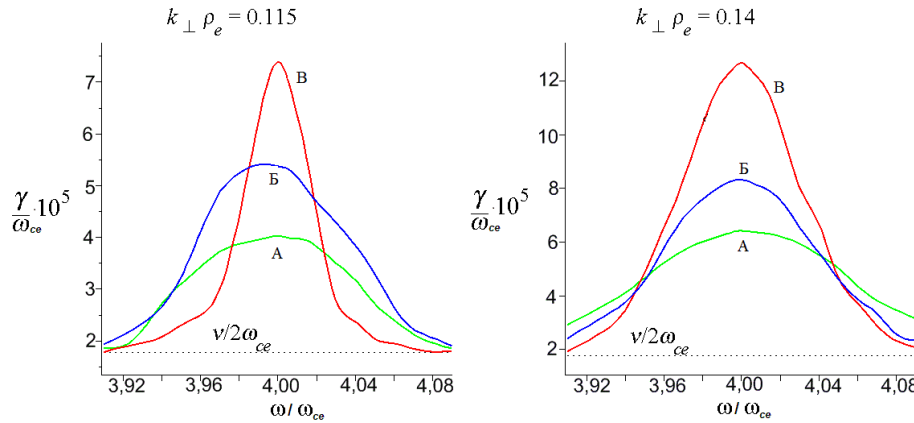


Рис. 6. Зависимость декрементов затухания от частоты для различных верхнегибридных частот:

А)  $\omega_{uh}=1.001\omega$ ; Б)  $\omega_{uh}=\omega$ ; В)  $\omega_{uh}=0.999\omega$

На рис. 6 приведены зависимости декрементов затухания  $\gamma(\omega/\omega_{ce})$  при различных значениях  $k_{\perp}$  и  $\omega_{uh}/\omega$  вблизи уровня верхнего гибридного резонанса, где и происходит возбуждение плазменных волн при воздействии радиоволн на ионосферу. Видно, что эта зависимость имеет характерный максимум при  $\omega \sim 4\omega_{ce}$ , наиболее ярко выраженный в коротковолновой области  $k_{\perp} \rho_e = 0.10 - 0.15$  ( $\rho_e = v_{Te}/\omega_{ce}$  – радиус циклотронного вращения тепловых электронов) при частотах, несколько превышающих верхнегибридную. Такая зависимость имеет место только для верхнегибридной ветви плазменных волн (А на рис. 4), распространяющейся под углом  $60-70^\circ$  к магнитному полю. Для ленгмюровских волн максимум декремента при приближении частоты волны к гирогармонике не наблюдается.

Предыдущие расчёты проводились для максвелловской плазмы с температурой  $T$ . Как известно, в ионосфере при нагреве происходит

заметное ускорение электронов плазменной волной, что приводит к возникновению «надтепловых хвостов» функции распределения. В частности, в работе [16] показано, что при воздействии вблизи гирогармоники возникает заметное количество надтепловых частиц с анизотропией функции распределения по поперечным скоростям  $T_{h\perp} > T_{h\parallel}$ . Для моделирования влияния этих электронов на затухание плазменных волн мы просчитали декремент затухания в плазме с распределением

$$F = N_1 \pi^{-1/2} (m/T)^{3/2} \exp(-mv^2/2T) + N_2 \pi^{-1/2} m (T_{h\parallel} + T_{h\perp})^{3/2} \times \exp(-mv_{h\perp}^2/2T_{h\perp} - mv_{h\parallel}^2/2T_{h\parallel}), \quad (2)$$

где  $N_1$  – число частиц с максвелловским распределением,  $N_2$  – число горячих частиц,  $T_{h\parallel}$  – продольная температура горячих частиц, равная температуре максвелловских частиц,  $T_{h\perp}$  – поперечная температура горячих частиц. Дисперси-

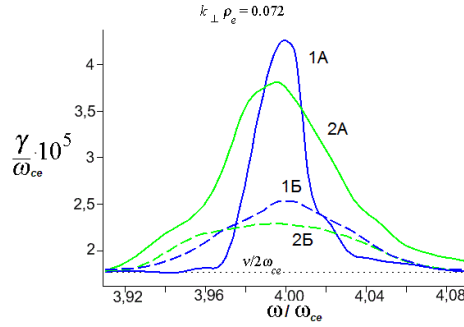


Рис. 7. Зависимость декремента затухания от частоты для различных верхнегибридных частот при анизотропном (сплошные кривые) и максвелловском (пунктирные кривые) распределениях:

1А)  $\omega_{uh}=\omega$  – анизотропное распределение; 2А)  $\omega_{uh}=1.001\omega$  – анизотропное распределение; 1Б)  $\omega_{uh}=\omega$ ; 2Б)  $\omega_{uh}=1.001\omega$

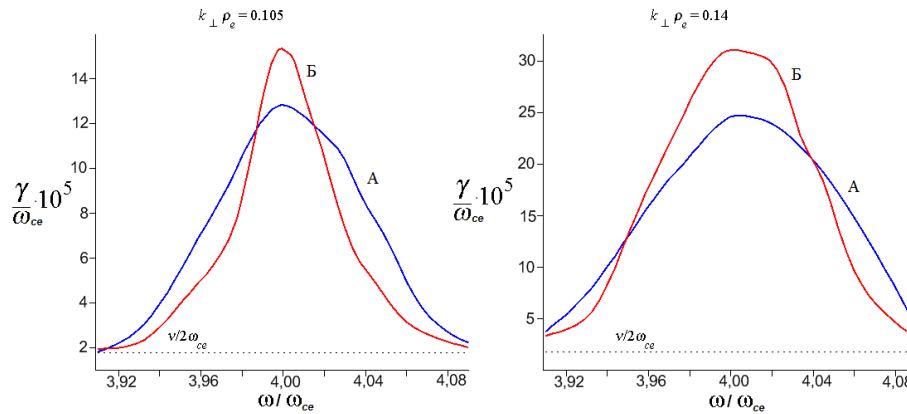


Рис. 8. Зависимости декремента затухания от частоты для различных верхнегибридных частот при анизотропном распределении: А)  $\omega_{uh}=\omega$ ; Б)  $\omega_{uh}=0.999\omega$

онное уравнение в этом случае выглядит как  $\varepsilon=\varepsilon_c+\varepsilon_h=0$ , где  $\varepsilon_c$  – диэлектрическая проницаемость холодной плазмы, определяемая соотношением (1), а  $\varepsilon_h$  – диэлектрическая проницаемость горячей плазмы, которая записывается так:

$$\varepsilon_h = \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{h\parallel}^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} I_l(k_{\perp}^2 \rho_e^2) e^{-k_{\perp}^2 \rho_e^2} \times \left\{ 1 + i\sqrt{\pi} Z_0 \left[ 1 - \frac{n\omega_{ce}}{\omega} \left( 1 - \frac{T_{h\parallel}}{T_{h\perp}} \right) \right] \right\} w(Z_l). \quad (3)$$

В приведенном ниже примере отношение числа горячих частиц к холодным бралось  $N_2/N_1=10^{-3}$  и поперечная температура горячих частиц в 16 раз выше температуры продольных:  $T_{h\perp}/T_{h\parallel}=16$ . На рис. 7 показаны полученные из (3) зависимости декремента затухания от частоты для различных верхнегибридных частот при максвелловском и анизотропном распределениях. На рис. 8 приведены зависимости декремента затухания от частоты для различных верхнегибридных частот, аналогичные рис. 6, но при анизотропном распределении.

Видно, что при учете надтепловых частиц общая зависимость  $\gamma$  от  $\omega$  также имеет макси-

мум при  $\omega \sim 4\omega_{ce}$ , но его позиция смещается в сторону меньших  $k_{\perp}$ . Например, зависимость  $\gamma$  от частоты  $\omega$  при максвелловском распределении для  $k_{\perp} \rho_e = 0.14$  (рис. 6) становится схожей с такой же зависимостью для анизотропного распределения, но уже при  $k_{\perp} \rho_e = 0.105$  (рис. 8). Однако углы между направлением распространения волны и магнитным полем остаются достаточно большими, так как дисперсионные кривые  $k_{\perp}(k_{\parallel})$  не изменяются при добавлении в плазму пучка горячих частиц с малой концентрацией. Было отмечено, что влияние надтепловых частиц в области малых углов становится заметным только при поперечной скорости горячих частиц, более чем в 10 раз превосходящей скорость холодных частиц.

### Обсуждение результатов

Сравнение данных эксперимента и теоретических расчетов показывает, что вблизи четвертой гирогармоники  $\omega \approx 4\omega_{ce}$  имеет место подобие частотных зависимостей обратных времен релаксации ИРИ  $\tau^{-1}(\omega)$  и декрементов затухания плазменных волн  $\gamma(\omega)$  в области ВГР и несколь-

ко ниже его с поперечными волновыми числами  $k_{\perp\rho_e}=0.10-0.15$ , распространяющихся под углом  $60-70^\circ$  к магнитному полю. Близкими оказываются значения  $\tau^{-1}$  и  $2\gamma$  (сомножитель 2 появляется, поскольку данные на рис. 1-3 приведены для интенсивности ИРИ, тогда как численные расчёты выполнены для амплитуды ИРИ). Таким образом, эти волны и должны быть ответственны за генерацию ИРИ. Следует, однако, отметить, что поскольку плотность плазмы в ионосфере нарастает с высотой, разные значения  $\omega_{uh}$  на рис. 6 соответствуют различным высотам генерации плазменных волн и ИРИ на одной и той же частоте  $\omega$ . Полная интенсивность ИРИ на одной и той же частоте  $\omega$  определяется суммарным сигналом, пришедшим с разных высот. Далее, согласно [3, 4], генерация ИРИ происходит при рассеянии плазменных волн на магнитоориентированных мелкомасштабных неоднородностях в электромагнитные без изменения частоты. Плазменные волны генерируются в результате рассеяния волны накачки в плазменные (верхнегибридные) волны на мелкомасштабных неоднородностях, а формирование их пространственного и частотного спектра происходит вследствие многократного рассеяния плазменных волн на неоднородностях и процессов распада верхнегибридных волн на верхне- и нижнегибридные, а также и индуцированного рассеяния верхнегибридных волн на ионах и электронах. Рассеяние электромагнитных волн в плазменные и плазменных в электромагнитные происходит при выполнении условий пространственного синхронизма

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k} + \mathbf{k}_p; \quad \mathbf{k}_p' + \mathbf{k}' = \mathbf{k}_{\text{ИРИ}}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_{\text{ИРИ}}$  – волновые векторы волны накачки и ИРИ,  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  – волновые векторы мелкомасштабных неоднородностей, ответственных за возбуждение плазменных волн и генерацию ИРИ соответственно,  $\mathbf{k}_p$  – волновой вектор плазменной волны, возникающей при рассеянии волны накачки,  $\mathbf{k}_p'$  – волновой вектор плазменной волны, ответственной за генерацию ИРИ. Поскольку волновые векторы неоднородностей  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k}' \perp \mathbf{B}$  (магнитному полю), а  $k_0, k_{\text{ИРИ}} \ll k, k'$ , в процессах (3) участвуют плазменные (верхнегибридные) волны с  $k_{\perp\rho_e} < 0.1$  и  $k_{\parallel\rho_e} \sim 10^{-3}$ , распространяющиеся почти поперек магнитного поля. Именно такие волны ( $\mathbf{k}_p'$ , источник ИРИ) должны определять интенсивность и время релаксации ИРИ. Но, как видно из рис. 4, для таких волн максимум декремента затухания при приближении  $\omega$  к  $4\omega_{ce}$  отсутствует.

Таким образом, максимум обратного времени релаксации ИРИ в зависимости от частоты вблизи 4-й гирогармоники  $\omega \approx 4\omega_{ce}$  должен опре-

деляться поведением (максимумом декремента) достаточно коротких верхнегибридных волн с  $k_{\perp\rho_e}=0.10-0.15$ , распространяющихся под углом  $60-70^\circ$  к магнитному полю Земли, частота которых несколько выше верхнегибридной. Эти волны должны определять интенсивность и временное поведение плазменных волн в области источника ИРИ, где  $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ . Этот факт может быть проверен полным решением задачи о генерации ИРИ в области ВГР и частот  $\omega$ , близких к  $4\omega_{ce}$ , что выходит за рамки настоящей работы. В то же время, проведенное сопоставление указывает на важную роль «косых» плазменных волн в формировании спектра искусственной ионосферной турбулентности.

*Работа поддержана грантами РФФИ № 09-02-01150а, 10-02-00875-а, 11-02-00125а и проектом № 2.1.1/13361 АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы».*

#### Список литературы

1. Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. «Возмущение ионосферы мощными радиоволнами» (обзор). Итоги науки и техники. Серия: Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. М.: ВИНТИ, 1989. 138 с.
2. Гуревич А.В. // УФН. Т. 177. № 11. С. 1145–1177.
3. Грач С.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. С. 684–693.
4. Grach S.M., Shvarts M.M., Sergeev E.N., Frolov V.L. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 1998. V. 60. P. 1233–1246.
5. Leyser T.B. // Space Sci. Rev. 2001. V. 98. N. 3–4. P. 223–328.
6. Сергеев Е.Н., Грач С.М., Котов П.В., Комраков Г.П., Бойко Г.Н., Токарев Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50. № 8. С. 649–668.
7. Frolov V.L., Erukhimov L.M., Metelev S.A., Sergeev E.N. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 1997. V. 59. N. 18. P. 2317–2333.
8. Norin L., Grach S.M., Thide B, Leyser T.D., Sergeev E.N. // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. P. A09303.
9. Sergeev E.N., Frolov V.L., Grach S.M., Shvarts M.M. Investigation of artificial HF plasma turbulence features using stimulated electromagnetic emission // Advances in Space Research. 1995. V. 15. P. (12)63–(12)66.
10. Сергеев Е.Н., Грач С.М., Котов П.В., Комраков Г.П., Бойко Г.Н., Токарев Ю.В. Диагностика возмущенной области ионосферы с помощью широкополосного радиоизлучения // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50. С. 649–668.
11. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматгиз, 1967.
12. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model>

13. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.

14. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975.

15. Istomin Ya.N., Leyser T.B. // Phys. of Plasmas. 1994. V. 2. P. 2084–2097.

16. Грач С.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42. С. 651–669.

#### **DETERMINATION OF HF ARTIFICIAL TURBULENCE CHARACTERISTICS BY COMPARISON OF CALCULATED AND MEASURED PLASMA WAVE DAMPING RATES**

*D.D. Bareev, V.G. Gavrilenko, S.M. Grach, E.N. Sergeev*

Damping rates of plasma waves with frequencies close to upper hybrid frequency near the 4th electron gyroharmonic have been calculated. The results are compared with the data on the relaxation of the artificial radio emission of the ionosphere (AREI) obtained at the “Sura” facility. The comparison allows determining characteristics of plasma waves mostly contributing to the AREI generation.

*Keywords:* ionosphere, artificial radio emission, damping rate, plasma waves.