

О МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Д.С.Котик, В.Ю.Трахтенгерц

Рассмотрен механизм возбуждения комбинационных частот в ионосферной плазме при воздействии на нее мощного коротковолнового излучения. Проведено сопоставление с экспериментом.

Первые результаты экспериментов по нелинейному детектированию модулированных КВ сигналов в ионосфере были изложены в [1], где был предложен и наиболее вероятный механизм, основанный на тепловых эффектах и модуляции ионосферных токовых систем под действием мощного радиоизлучения. Ниже дана количественная теория этого явления, которая подтверждает качественные выводы работы [1].

Постановка задачи следующая: электромагнитная волна частоты ω с амплитудной модуляцией на частоте Ω падает на неоднородный прозрачный слой магнитоактивной плазмы с током (ионосферу). Нелинейность ионосферы приводит к появлению токов на разностной частоте

Ω , являющихся источником низкочастотного излучения в волноводе Земля–ионосфера. Таким образом, задача распадается на два этапа: первый – нахождение нелинейных токов в ионосферной плазме, второй – анализ возбуждения заданными токами приземного волновода.

Основной вклад в нелинейный ток при облучении ионосферы мощной радиоволной дает квадратичная нелинейность, связанная с изменением температуры электронов в поле электромагнитной волны

$$\Delta T = \frac{1}{3} \frac{e^2}{m} \frac{(\Omega + 2i\nu_e) E_{10} E_{20} \exp\{i\Omega t - i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}\}}{(\Omega + i\delta\nu_e) [(\omega + \omega_{He})^2 + \nu_e^2]} + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где ν_e – частота столкновений электронов с нейтралами и ионами, ω_{He} – электронная гирочастота, δ – доля энергии, передаваемая электроном тяжелым частицам при столкновении, E_{10} и E_{20} амплитуды составляющих падающего излучения на частотах ω и $\omega - \Omega$, \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 – волновые векторы, e и m – заряд и масса электрона. Выражение (1) справедливо, пока $E_o^2/E_p^2 \ll 1$ ($E_p = [3mT_e\delta(\omega^2 + \nu^2)/e^2]^{1/2}$ – плазменное поле), и можно не учитывать самовоздействие волн на высокой частоте.

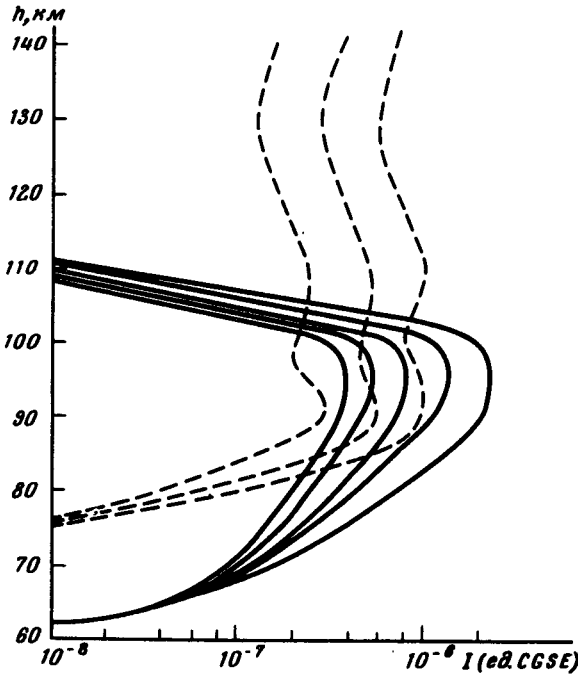


Рис. 1. Зависимость от высоты J_Ω (сплошные кривые, частоты 7,2; 6,2; 4; 2,5; 1,8 кГц) и $J_{||\Omega}$ (пунктир, частоты 7,2; 2,5; 1,8 кГц)

Модуляция температуры приводит к изменению скорости электронов на частоте Ω , обусловленному вариациями силы давления и силы трения. Используя усредненное по высокой частоте уравнение движения для электронов, нетрудно найти объемную плотность нелинейного тока на разностной частоте Ω :

$$J_\Omega = \hat{\sigma}^e(\Omega) \left[\frac{m}{e} \left(\frac{\partial \nu_e}{\partial T} \right) U_o + \frac{\nabla n_o}{n_o e} \right] \Delta T_e,$$

где $\hat{\sigma}^e$ – электронная часть тензора проводимости магнитоактивной плазмы, $U_0 = U_e - V_0$ ($U_e = \{V_0 - \beta_e [V_0 h] + \beta_e^2 h(V_0 h)\} / (1 + \beta_e^2)$), $\beta_e = \omega_{He} / \nu_e$, V_0 – скорость нейтралов, либо электрического дрейфа, h – единичный вектор вдоль H_0 , ΔT_e определяется выражением (1), n_0 – невозмущенная электронная концентрация в ионосфере.

На рис. 1 построены высотные профили связанного с модуляцией силы трения горизонтального тока $J_{1\Omega}$ (сплошная кривая) и обусловленного градиентом давления вертикального (вдоль H_0) тока $J_{H\Omega}$ в условиях дневной среднеширотной ионосферы. Видны наиболее характерные особенности: резкий максимум $J_{1\Omega}$ на высотах 80 – 100 км и рост токов с уменьшением частоты.

Смещение максимума $J_{1\Omega}$ на более низкие высоты относительно максимума ионосферной токовой струи I_0 обусловлено тем, что $J_{1\Omega}$ определяется электронной частью педерсоновской проводимости в отличие от I_0 , которая определяется холловской проводимостью.

Для грубых оценок эффективности возбуждения волновода Земля – ионосфера в диапазоне свистовых волн $\Omega / 2\pi \approx 10$ кГц можно использовать модель волновода с резкими границами, одной из которых является хорошо проводящая Земля (проводимость $\sigma \rightarrow \infty$), а другой служит нижняя кромка анизотропной ионосферы, расположенная на высоте $z_0 = 70$ км. Тогда возбуждение волновода горизонтальным распределенным током, погруженным в ионосферную плазму, описывается следующим выражением (детальные расчеты приведены в [2]):

$$h_{\Omega} = \int_{\nu} dv \frac{\pi \Omega^2 J_{1\Omega}}{z_0 c^3 N_i} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \delta_n(C_n) \frac{\partial \mathcal{H}_1^{(1)}(\kappa \Delta \rho S_n)}{\partial (\kappa \Delta \rho S_n)} e^{-i\kappa_i |z' - z_0| \cos \phi}, \quad (3)$$

где h_{Ω} – азимутальная компонента магнитного поля в низкочастотной волне на поверхности Земли, $N_i = (\omega_{oe}^2 / \omega_{He} \Omega)^{1/2}$ – показатель преломления свистовой волны, $\omega_{oe}^2 = 4\pi e^2 n_0 / m$, суммирование ведется по собственным модам волновода, $2C_n = n\pi / \kappa z + [(n\pi / \kappa z)^2 + 4i / N_i \kappa z_0]^{1/2}$, $S_n = \sqrt{1 - C_n^2}$, z_0 – высота волновода, $\kappa = \Omega / c$, $\delta_0 \approx 1$, $\delta_n \neq 0 \approx 2$, $\Delta \rho = |\rho - \rho'|$, $dv = \rho' d\rho' d\phi' dz'$ – элемент объема занятого источником, $\mathcal{H}_1^{(1)}$ – функция Ханкеля первого рода, ϕ – азимутальный угол. Учитывая размер когерентности $J_{1\Omega}$ в поперечном (по $\Delta \rho$) направлении и асимптотику функции Ханкеля на больших расстояниях выражение (3) в волновой зоне можно приближенно записать в виде ($L_{\perp} \kappa \ll 1$, $\kappa \Delta \rho S_n \gg 1$):

$$h_{\Omega} = \sum_n \frac{\pi^2 \Omega^2}{z_0 c^3} L_{\perp}^2 (-1)^n \delta_n \cos \phi \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\exp\{i\kappa \Delta \rho S_n - i\pi/4\}}{(\kappa \Delta \rho S_n)^{1/2}} \int_{z_0}^{\infty} \frac{J_{\Omega} e^{-i\kappa_i |z' - z_0|}}{N_i} dz' \quad (4)$$

где L_{\perp} – поперечный радиус $J_{1\Omega}$, определяемый диаграммой направленности передатчика.

На частотах $f < f^l = c/2z_0$ (частоты обрезания первой моды) S_n — комплексная величина при $n \neq 0$ и поле на всех модах, кроме нулевой, экспоненциально спадает с расстоянием ρ . В результате этого при переходе через частоту $f = f^l$ амплитуда поля в дальней зоне скачком уменьшается в три раза. Поскольку в условиях ионосферы $f \approx 2$ кГц, указанная особенность позволяет объяснить "завал" амплитуды низкочастотных волн на $f < 2$ кГц, наблюдавшийся в эксперименте [1]. Нетрудно объяснить и полуденный максимум интенсивности связанный с существенным усилением ионосферных токов на высотах 80 — 90 км в дневные часы.

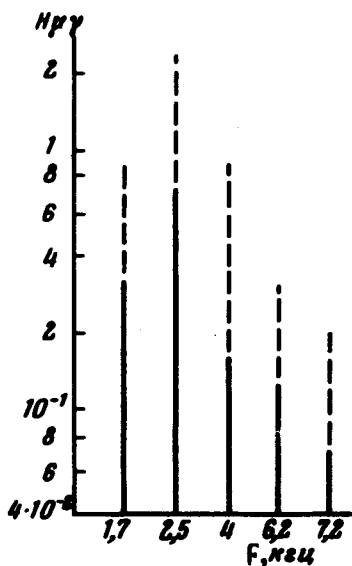


Рис. 2. Спектр поля на комбинационных частотах (сплошные прямые — эксперимент, пунктирные — теория).

Оценки интеграла в (4) для различных моделей $N_i(z)$ и $J_{\perp\Omega}(z)$ приводят к выводу, что основной вклад в возбуждение волновода дает переходная область от D -слоя к E -слою (высоты 80 — 90 км), где характерный масштаб изменения тока по вертикали a порядка длины волны низкочастотного излучения в ионосфере $k_i a \approx 1$. С учетом этого интеграл в (4) по порядку величины равен:

$$\int_{z_0}^{\infty} (J_{\perp\Omega}/N_i) \exp\{i k_i |z' - z_0| dz' \approx (J_{\perp\Omega} \omega_{He} c / \omega_{oe}^2)_{z=85 \text{ км}}.$$

В условиях эксперимента $L_{\perp} \approx 20$ км, $\Delta\rho \sim 200$ км, $n_0 \approx 10^4$ эл/см³, $E_{10(20)} \approx 0,3$ в/м. Подставляя указанные величины в (4) с учетом (5) и рис. 1, найдем $E_{\Omega} \approx 0,2$ мкв/м на частоте $f = 2,5$ кГц, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Вклад вертикальных токов в возбуждение волновода меньше: в D -слое — из-за меньшей амплитуды $J_{\parallel\Omega}$ по сравнению с $J_{\perp\Omega}$, в E -слое и в F -слое из-за существенного влияния поляризационных эффектов (в амплитуду низкочастотного поля входит скалярное произведение вектора поляризации волны a на ток J_{\parallel} , которое в E -слое и выше пропорционально величине $\Omega/\omega_{He} \ll 1$).

¹⁾ Следует иметь в виду, что затухание в D -слое может в несколько раз уменьшить приведенную оценку для E_{Ω} .

Таким образом эффект нелинейного детектирования в ионосфере, наблюдавшийся в [1], обусловлен модуляцией ионосферных токов на высотах $h \sim 80 - 90$ км и несет важную информацию о параметрах нижних слоев ионосферы. Значительного увеличения эффекта можно ожидать в полярных районах, где интенсивность токовой струи на 2 - 3 порядка выше.

Авторы благодарны Н.С.Белюстину, С.В.Полякову и В.В.Тамойкину за ценные замечания.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию

Литература

- [1] Г.Г.Гетманцев, Н.А.Зуйков, Д.С.Котик, Л.Ф.Мироненко, Н.А.Митяков, В.О.Рапопорт, Ю.А.Сазонов, В.Ю.Трахтенгерц, В.Я. Эйдман. Письма в ЖЭГФ, **20**, 229, 1974.
- [2] Н.С.Белюстин, В.П.Докучаев, С.В.Поляков, В.В.Тамойкин. Изв.высш. уч. зав., сер. Радиофизика, **18**, 4, 1975.
-