



Рис. 1.

Неясным остается в этом случае возникновение неустойчивости в рассматриваемых условиях: геомагнитная возмущенность во время наблюдений соответствовала электрическим полям, величина которых намного меньше, чем необходимо для развития Ф.—Б. неустойчивости. В качестве возможного объяснения предлагается гипотеза о значительных хаотических вертикальных токах в  $E$ -слое, появляющихся, например, из-за его неоднородности [7]. Существенное снижение порога возбуждения Ф.—Б. неустойчивости при умеренных скоростях движения электронов относительно ионов вдоль геомагнитного поля показано в [6]. Возможно также, что одним из проявлений таких токов являются геомагнитные пульсации, которые всегда наблюдаются под радиосияниями [9].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шафтан В. А., Пономарев Е. А., Васильев И. Н., Антипин С. В. // Сб.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1981. Т. 53. С. 39.
2. Гершман Б. Н., Игнатъев Ю. А., Каменецкая Г. Х. В кн.: Механизмы образования ионосферного спорадического слоя  $E_s$  на различных широтах. — М.: Наука, 1976.
3. Гринвальд Р. А. Исследование высокоширотной ионосферы и магнитосферы Земли. — Л.: Наука, 1982. С. 3.
4. Волосевич А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 24. № 7. С. 763.
5. Leadabrand R. L., Scholobohm T. C., Baron M. J. // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. № 17. P. 4235.
6. Ruohonen T. M., Moorcroft D. R. // Radio Sci. 1982. V. 20. № 4. P. 719.
7. Антонова Е. Е. // Геомагнетизм и аэронаука. 1979. Т. 19. № 4. С. 676.
8. Chaturvedi P. K., Haba T. D. et al. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. № A8. P. 8700.
9. Шафтан В. А., Вощина Л. К. // Геомагнетизм и аэронаука. 1974. Т. 14. № 2. С. 316.

Институт космических исследований  
и аэронауки ЯФ СО АН СССР

Поступила в редакцию  
29 января 1988 г.

УДК 621.371.25

### ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ— ИОНОСФЕРА НИЗКОЧАСТОТНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬ

А. Е. Резников, А. И. Сухоруков

В работе [1] рассмотрен вопрос о генерации электромагнитных волн ОНЧ диапазона в волноводе Земля—ионосфера магнитным диполем, расположенным в неоднородной анизотропной полярной ионосфере на высотах порядка максимума  $F$ -области. В настоящем сообщении приводятся результаты решения аналогичной задачи для электрического диполя.

Принята плоскослоистая модель волновода с изотропным переходным слоем  $h_1 < z < h_2$ , показатель преломления которого изменяется по экспоненциальному закону  $n(z) = n_1 \exp[(z - h_1)/L_1]$ , где  $L_1$  — характерный масштаб неоднородности,  $h_1$  — высота нижней границы ионосферы,  $n_1$  — значение показателя преломления при  $z = h_1$ . При  $z > h_2$  ионосфера считается анизотропной с показателем преломления  $n^2(z) \simeq |g| = n_2^2 + (z - h_2)/L_2$ , отвечающим распространяющейся волне (свистовой ветви) для рассматриваемого диапазона частот  $\omega_{Bi} \ll \omega \ll \omega_{Be}$  ( $|g| = \omega_{pe}^2 / \omega \omega_{Be}$ ,  $\omega_{Bi}$  и  $\omega_{Be}$  — гирочастоты ионов и электронов,  $\omega_{pe}$  — плазменная частота,  $n_2$  — значение показателя преломления при  $z = h_2$ ,  $L_2$  — масштаб неоднородности).

Настоящая модель волновода удовлетворительна при рассмотрении генерации волн с частотами  $f \lesssim 5$  кГц, когда отличие экспоненциальных значений  $n(z)$  от реальных при выходе в вакуум ( $z \rightarrow h_1$ ) является несущественным [1, 2].

Метод решения поставленной задачи стандартен: исходные уравнения Максвелла решаются для каждой из трех областей ( $0 < z < h_1$ ,  $h_1 < z < h_2$  и  $z > h_2$ ), решения сшиваются на границах  $z = h_1$  и  $z = h_2$  с помощью условий непрерывности тангенциальных компонент поля  $E_z$  и  $H_z$ , а также граничных условий при  $z = 0$  ( $E_z|_{z=0} = 0$  — Земля считается идеально проводящей) и условия излучения при  $z \rightarrow \infty$ .

Приведем результаты расчета поля на Земле в ближней ( $r \lesssim h_1$ ) и дальней ( $r \gg h_1$ ) зонах по отношению к проекции источника на плоскость Земли  $z = 0$ .

Для горизонтального диполя поле на Земле при  $r \lesssim h_1$  определяется выражениями

$$E_z^{\rightarrow} = \frac{(2\pi)^{1/2} k_0^2 r L_1 P_{ex}}{D \eta^{1/2} \chi^{1/4}} \exp[i(\Phi - \varphi + \pi/2)] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(ik_0 R_n)}{R_n^3} (1 - ik_0 R_n), \quad (1)$$

$$H_{\varphi}^{\rightarrow} = \frac{(2\pi)^{1/2} k_0 L_1 P_{ex}}{D \eta^{1/2} \chi^{1/4}} \exp[i(\Phi - \varphi)] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(ik_0 R_n)}{R_n^3} (1 - ik_0 R_n - k_0^2 R_n^2).$$

Здесь  $P_{ex}$  — момент диполя,  $\chi = 1 + (z_s - h_2)/(L_2 n_2^2)$ ,  $\Phi = (2/3)(k_0 n_2^3 L_2)(\chi^{3/2} - 1)$ ,  $D = \delta \cos(\eta - \pi/4) - i \sin(\eta - \pi/4)$ ,  $\delta = (n_2/n_1) \exp[(h_1 - h_2)/L_1]$ ,  $\eta = k_0 n_1 L_1 \times \exp[(h_2 - h_1)/L_1]$ ,  $R_n^2 = h_n^2 + r^2$ ,  $h_n = h_1(2n + 1)$ .

Выражения (1) отличаются от аналогичных для горизонтального магнитного диполя [1] лишь характером зависимости от высоты локализации источника  $z_s$ :

$$\left| \frac{E_z^{\rightarrow}(e)}{E_z^{\rightarrow}(m)} \right| = \left| \frac{H_{\varphi}^{\rightarrow}(e)}{H_{\varphi}^{\rightarrow}(m)} \right| = \frac{P_{ex}}{P_{mx}} \frac{1}{n(z_s)}. \quad (2)$$

Этот результат может быть интерпретирован следующим образом. Мощность излучения в случае электрического диполя определяется величиной  $(P_e \cdot E)$ , в случае магнитного диполя —  $(P_m \cdot H)$ . В ионосфере при  $z > h_2$  в соответствии с уравнением Максвелла  $\text{rot} E = -\partial H / \partial t$  и в силу медленности изменения  $|g|^{1/2} \simeq n(z)$  с высотой для ОНЧ волн имеем  $|\partial E_z / \partial z| \sim k_0 |g|^{1/2} |E_z| \sim k_0 |H_z|$  ( $|E_z| \ll |E_r|$ , причем поляризация волн близка к круговой). Отсюда и следует соотношение (2):

$$|P_{ex} E_z| / |P_{mx} H_z| = (P_{ex} / P_{mx}) |g|^{-1/2} = (P_{ex} / P_{mx}) n^{-1}(z_s).$$

Для вертикального электрического диполя  $P_{ez}$  в ближней зоне имеем ( $z = 0$ )

$$E_z^{\uparrow} = \frac{(2\pi)^{1/2} k_0 L_1 P_{ez}}{D \eta^{1/2} \chi^{3/4} n_2} \frac{\omega}{\omega_{Be}} \exp[i(\Phi - \pi)] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(ik_0 R_n)}{R_n^3} \times \left\{ 2 - 2ik_0 R_n - r^2 \left[ \frac{ik_0}{R_n} + \frac{(1 - ik_0 R_n)(3 - ik_0 R_n)}{R_n^3} \right] \right\}, \quad (3)$$

$$H_{\varphi}^{\uparrow} = \frac{(2\pi)^{1/2} k_0^2 r L_1 P_{ez}}{D \eta^{1/2} \chi^{3/4} n_2} \frac{\omega}{\omega_{Be}} \exp[i(\Phi + \pi/2)] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(ik_0 R_n)}{R_n^3} (1 - ik_0 R_n).$$

Горизонтальная ориентация источника значительно эффективнее вертикальной. Так, при  $k_0 h_1 \ll 1$   $\sigma = \max |E_z^{\rightarrow}| / \max |E_z^{\uparrow}| \sim k_0 h_1 n(z_s) (\omega_{Be} / 5\omega)$ , при  $k_0 h_1 > 3$   $\sigma \sim 2n(z_s) (\omega_{Be} / \omega)$ , и например, для  $z_s = 300$  км в диапазоне частот  $f \sim 300$  Гц — 5 кГц величина  $\sigma \sim 10^5$  \*. Следует, однако, подчеркнуть, что приведенное рассмотрение вер-

\* При этом тот факт, что  $E_z^{\rightarrow}|_{r=0} = 0$ , не сказывается на справедливости последнего утверждения, так как превышение  $|E_z^{\uparrow}|$  над  $|E_z^{\rightarrow}|$  имеет место лишь в очень малой области  $r \lesssim 0,1 n^{-1}(z_s)$  [км].

но для полярной ионосферы, когда угол отклонения магнитного поля от вертикали мал. В противном же случае вертикальный электрический диполь может быть даже эффективнее горизонтального (см. [3-5]).

Для поля, возбуждаемого горизонтальным и вертикальным электрическими диполями при  $f \ll c/2h_1$  на поверхности Земли в дальней зоне, находим

$$E_z^{\rightarrow} = \frac{\pi k_0^{5/2} L_1 P_{ex}}{2h_1 D (\eta r)^{1/2} \chi^{1/4}} \exp [i(k_0 S_0 r + \Phi - \varphi + \pi/4)], \quad (4)$$

$$E_z^{\uparrow} = \frac{\pi k_0^{5/2} L_1 P_{ex}}{2h_1 D (\eta r)^{1/2} \chi^{3/4} n_2} \frac{\omega}{\omega_{Be}} \exp [i(k_0 S_0 r + \Phi - 3\pi/4)].$$

Здесь  $S_0 = \text{Re}(k_{\perp 0}/k_0) + i \text{Im}(k_{\perp 0}/k_0)$  (см. [1]),

$$\text{Re} \left( \frac{k_{\perp 0}}{k_0} \right) \simeq 1 - \frac{L_1}{2h_1} \left( \ln \frac{k_0 n_1 |L_1}{2} + \gamma \right), \quad (5)$$

$$\text{Im} \left( \frac{k_{\perp 0}}{k_0} \right) \simeq \frac{L_1}{2h_1} \left( \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2|n_1|^2} \right).$$

Относительная эффективность источников оказывается равной

$$\sigma = \left| \frac{E_z^{\rightarrow}}{E_z^{\uparrow}} \right| \simeq n(z_s) \frac{\omega_{Be}}{\omega} \gg 1. \quad (6)$$

Выражение (6) совпадает с полученным в работе [6], где рассматривалась двухслойная модель волновода с однородной ионосферой (в этом случае следует считать  $n(z_s) = |g|^{1/2} = \text{const}$ ). Величина  $\sigma$  не зависит от параметров переходного слоя  $h_1 < z < h_2$ , следовательно, соотношение (6) может быть получено из наиболее общих представлений. Действительно, в силу уравнения  $\text{div } D = 0$  ( $z \neq z_s$ ) имеем  $|k_{\perp} g E_{\tau}| \sim |e_{zz} \partial E_z / \partial z| \sim k_0 |g|^{1/2} |e_{zz} E_z|$ . Для главной волны здесь следует положить  $k_{\perp 0} \simeq k_0$ , поэтому  $|E_{\tau} / E_z| \sim |e_{zz}| / |g|^{1/2} \simeq n(z_s) \omega_{Be} / \omega$ , и, учитывая, что эффективность запитки волновода электрическим диполем пропорциональна величине  $(P_e \cdot E)$ , получаем искомого соотношение (6).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Резников А. Е., Сухоруков А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 9. С. 1158.
2. Котик Д. С., Поляков С. В., Яшнов В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 938.
3. Беллюстин Н. С., Поляков С. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 1. С. 87.
4. Parpert R. A. // Radio Sci. 1973. V. 8. № 6. P. 535.
5. Рыбачек С. Т. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 6. С. 703.
6. Беллюстин Н. С., Докучаев В. П., Поляков С. В., Тамойкин В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 9. С. 1323.

Институт земного магнетизма,  
ионосферы и распространения  
радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию  
5 октября 1987 г.

УДК 550.388.2

### НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЭЛЕЯ—ТЕЙЛОРА В НОЧНОЙ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ F ИОНОСФЕРЫ

М. Г. Демин, А. Я. Фельдштейн

1. Характерной особенностью ночных ионограмм низкоширотной ионосферы является  $F$ -рассеяние, которое возникает при отражении зондирующего импульса от неоднородностей электронной концентрации с размерами 1—10 км [1]. Такие неоднородности возникают в нижней части слоя  $F$  ионосферы в результате возбуждения обобщенной неустойчивости Рэлея—Тейлора [2]. Если принять, что фоновая плазма стационарна, то инкремент такой неустойчивости [1] (нарастанию соответствует  $\gamma_0 > 0$ )