

Е. Ф. ВЕРШИНИН, Ю. Н. ГОРШКОВ, Е. А. ПОНОМАРЕВ,  
В. Ю. ТРАХТЕНГЕРЦ, В. И. ШАПАЕВ

**МЯГКОЭНЕРГИЧНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ИОНОСФЕРЕ КАК НОВЫЙ  
ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В О.Н.Ч. ДИАПАЗОНЕ \***

(Представлено академиком Г. И. Марчуком 28 VI 1972)

Одним из источников потоков надтепловых электронов с энергиями  $10 \leq W \leq 300$  эв являются электроны, возникающие в процессе фотоионизации на высотах  $h_0 \approx 150-300$  км. Считая распределение их на высоте  $h_0$  максвелловским по энергиям и квазиизотропным в верхней полусфере поpitch-углам, находим распределение на высоте  $h > h_0$  (пренебрегая соударениями фотоэлектронов с частицами ионосферной плазмы, при сохранении модуля скорости  $v^2$  и магнитного момента  $\mu$ )

$$f_{\Phi}(h, v) = \frac{2N_{\Phi}}{(2\pi v_0^3)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{v^2}{v_0^2}\right\} \cdot 1\left(\frac{v^2}{H_0} - \mu\right), \quad (1)$$

где

$$N_{\Phi} = \int f_{\Phi} dv, \quad 1(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Из (1) видно, что с увеличением высоты формируется хорошо выраженный пучок электронов, который может возбуждать электромагнитные и плазменные волны, в частности, очень низкочастотное (о.н.ч.) излучение.

Из общего дисперсионного уравнения <sup>(1)</sup>, описывающего распространение волн при произвольном соотношении  $\omega_{0e}$  и  $\omega_{He}$ , с учетом движения ионов на электромагнитной ветви при  $\beta_{Te} = v_{Te}/c \rightarrow 0$ , будем иметь

$$n_{1,2}^2 = 1 + \frac{v_e}{2} \frac{a(1 + \cos^2 \alpha) + 2 - 2(u_e/(v_e - 1)) \cos^2 \alpha \mp \sqrt{a^2 \sin^4 \alpha + 4u_e \cos^2 \alpha}}{u_e \cos^2 \alpha - 1 - a \sin^2 \alpha}, \quad (2)$$

где

$$a = u_e(1 - v_i)/(v_e + v_i - 1), \quad v_e = \omega_{0e}^2/\omega^2, \quad u_e = \omega_{He}^2/\omega^2.$$

Распространение плазменных волн описывается выражением

$$n_3^2 = \frac{-u_e \cos^2 \alpha + 1 + a \sin^2 \alpha}{R\beta_{Te}^2}, \quad (3)$$

где  $R \approx \frac{3v_e}{v_e - 1} \left[ \cos^4 \alpha + \left(\frac{m}{M}\right)^2 \right] u_e$ . Выражение (3) определяет высокочастотную плазменную волну

$$\omega^2 = 1/2 [\omega_{0e}^2 + \omega_{He}^2 + \sqrt{(\omega_{0e}^2 + \omega_{He}^2)^2 - 4\omega_{0e}^2 \omega_{He}^2 \cos^2 \alpha}]$$

\* Работа выполнена в Институте космических исследований и аэронавтики Якутского филиала Сибирского отделения АН СССР, Сибирском институте земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Сибирского отделения АН СССР, Северо-Восточном комплексном научно-исследовательском институте Дальневосточного научного центра АН СССР и Горьковском научно-исследовательском радиофизическом институте.

и низкочастотную плазменную волну

$$\omega^2 = \frac{\omega_{He}^2 \cos^2 \alpha + \omega_{He} \omega_{Hi}}{1 + \omega_{He}^2 / \omega_{0e}^2},$$

которая при  $\alpha = \pi/2$  совпадает с частотой плазменного нижнего гибридного резонанса (п.г.р.).

В области низких частот плазменные волны являются непрерывным продолжением ветви свистящих атмосфериков в область больших значений  $n^2$  (2). Это обстоятельство является существенным для выхода излучения из области генерации и трансформации его в поперечные о.н.ч. волны. Мягкоэнергичные электроны, особенно за пределами плазмосферы, где  $\omega_{0e} \ll \omega_{He}$ , могут возбуждать волны лишь вблизи плазменных резонансов. С учетом этого выражение (2) упрощается:

$$n_2^2 \approx \frac{2v_e + \sin^2 \alpha \cdot u_e v_e / (v_e - 1)}{u_e \cos^2 \alpha - 1 - a \sin^2 \alpha}. \quad (2a)$$

В неоднородной магнитосферной плазме интенсивность возбуждаемых пучком волн в линейном приближении определяется усилением  $\Gamma_j = \int_{\eta > 0} \eta_j ds$ , где  $\eta_j$  — коэффициент усиления  $j$ -й нормальной волны, а интегрирование ведется вдоль пути группового распространения по области неустойчивости  $\eta > 0$ .

Для нахождения  $\eta_j$  воспользуемся известным выражением (3) (в случае слабых пучков  $N_\Gamma \ll N_x$ ,  $N_\Gamma$  — плотность частиц в пучке):

$$\eta_j = \gamma_j \frac{\partial k}{\partial \omega}, \quad \gamma_j = \int_{-\infty}^{\infty} dp_{\parallel} \int_0^{\infty} p_{\perp} dp_{\perp} \cdot \Pi_{\alpha}^j \left\{ \frac{s \omega_{Ha}}{\omega} \frac{m_{\alpha}}{p_{\perp}} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial p_{\perp}} + \frac{k_{\parallel}^j}{\omega} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial p_{\parallel}} \right\}, \quad (4)$$

где  $\Pi_{\alpha}^j = (2\pi)^3 \frac{e^2 \omega}{(1 + \alpha_x^2) \frac{\partial (\epsilon \omega^2)}{\partial \omega}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left\{ \left( \alpha_{x0} \frac{v_{\perp}^s}{x} + \alpha_{z0} v_z \right) J_s(x) + v_{\perp} J_s' \right\}^2 \cdot \delta(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - s \omega_{Ha})$ ;  $\epsilon \equiv n^2$  при  $\beta_{Te} \rightarrow 0$ ,  $\gamma$  — инкремент развития неустойчивости;  $\alpha_{x0}$ ,  $\alpha_{z0}$  и  $\alpha_x$  — векторы поляризации, которые вблизи резонансов принимают вид

$$\alpha_{z0} = \frac{n^2 \sqrt{u_e} \sin \alpha \cos \alpha}{v_e - 1}, \quad \alpha_{x0} = \alpha_{z0} \operatorname{tg} \alpha, \quad \alpha_x = \sqrt{u_e} \cos \alpha.$$

Рассмотрим возбуждение волн в области Черенковского резонанса. Подставив (1), значения векторов поляризации и  $\Pi_{\alpha}^j$  в (4), получим при  $s = 0$ ,  $x = k_{\perp} v_{\perp} / \omega_{He} \ll 1$ :

$$\eta_j = 2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \omega_{\Gamma 0}^2 \frac{\omega \sin^2 \alpha \cdot \Phi(y)}{(v_e - 1)^2 \cos^3 \alpha \cdot v_0 \beta_0^2} \frac{1}{1 + 1/(u_e \cos^2 \alpha)}, \quad (5)$$

где

$$\Phi(y) = \exp\{-y\} \left[ \exp\left\{-\frac{y}{H_0/H - 1}\right\} \frac{1}{1 - H/H_0} - 1 \right], \quad y = \frac{1}{\beta_0^2 n^2 \cos^2 \alpha}. \quad (6)$$

Учитывая, что

$$\frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{n^3 (u_e/v_e)}{c(2 + \sin^2 \alpha \cdot u_e/(v_e - 1))} \left[ -\cos^2 \alpha - \left( \frac{v_i}{v_e - 1} + \frac{1 - v_i}{(v_e - 1)^2} \right) \sin^2 \alpha \right], \quad (7)$$

найдем инкремент

$$\gamma = 2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{N_{\Gamma}}{N_K} \frac{\Phi(y)}{y^{3/2}} \begin{cases} \omega_{He} \sin^2 \alpha \cos \alpha, & \omega_{He} < \omega_{0e}, \\ \omega_{0e} \cos \alpha, & \omega_{He} > \omega_{0e}. \end{cases} \quad (8)$$

Выражение (8) справедливо для углов  $|\alpha - \pi/2| > (m/M)^{1/2}$ :  $\gamma_{\pi/2} \approx (m/M)^{1/2} \gamma_{\max}$  для  $\alpha = \pi/2$ .

Интегрируя (5) по  $s$  методом перевала (4), найдем  $\Gamma$  в двух важных предельных случаях. При  $\delta \gg 1$  имеем

$$\Gamma = 2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{N_{\Gamma}}{N_x} \frac{\omega_{He}}{v_0} \int \Phi(y) dy \cdot \begin{cases} L_H \sin^2 \alpha, & \delta \gg L_H/L_N, \\ L_N \delta, & \delta \ll L_H/L_N. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь

$$L_H^{-1} = \frac{1}{u_e} \frac{du_e}{ds}, \quad L_N^{-1} = \frac{1}{N_x} \frac{dN_x}{ds}, \quad \delta = \omega_{0e}^2 / \omega_{He}^2.$$

Выражение (9) справедливо для углов  $|\alpha - \pi/2| > (m/M)^{1/2}$ , а для углов  $|\alpha - \pi/2| < (m/M)^{1/2}$  его можно применять с заменой  $\int \Phi(y) dy$  на  $\sqrt{\frac{2}{\pi}} \int \Phi(y) y^{1/2} dy$ .

При  $\delta \ll 1$  получим

$$\Gamma = 2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{N_{\Gamma}}{N_x} \frac{L_N}{v_0} \cdot \begin{cases} \omega_{0e} \int \Phi(y) dy, & |\alpha - \pi/2| > (m/M)^{1/2}, \\ \omega_{He} \int \Phi(y) y^{1/2} dy, & |\alpha - \pi/2| < (m/M)^{1/2}. \end{cases} \quad (10)$$

Таким образом, усиление  $\Gamma$  в случае  $\delta \ll 1$  имеет резкий максимум при  $\alpha \approx \pi/2$ , относительная величина которого  $\sim \delta^{-1/2}$ . Пример зависимости  $\Gamma$  от  $\alpha(\omega)$  для случаев  $\delta = 0,1$  и 3 при  $\omega_{He} = \text{const}$  представлен на рис. 1 ( $L_N/L_H = 0,5$ ).

Учет пространственной дисперсии приводит к возбуждению плазменных волн с показателем преломления (3). Найденные для этих типов волны выражения для инкремента и усиления с использованием соотношения (4) по существу совпадают с выражениями (8) и (9), (10), полученными вблизи резонансов при  $\beta_{Te} \rightarrow 0$ .

Пучки мягкоэнергичных частиц с распределением (1) могут возбуждать высокочастотные плазменные резонансы. Обобщая результаты работы (4) на случай  $\delta \ll 1$ , приведем выражение для усиления:

$$\Gamma_{\text{в.ч.}} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{N_{\Gamma}}{N_x} \frac{L_N}{v_0} \omega_H \left( \frac{\omega_0}{\omega_H} \right)^2 \cos \alpha \int \Phi(y) dy, & L_N^{-1} \gg \frac{\omega_H^2}{\omega_0^2} L_H^{-1}, \\ \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{N_{\Gamma}}{N_x} \frac{L_H}{v_0} \omega_0 \left( \frac{\dot{\omega}_0}{\omega_H} \right)^2 \sin^2 \alpha \cos \alpha \int \Phi(y) dy, & L_N^{-1} \ll \frac{\omega_H^2}{\omega_0^2} L_H^{-1}. \end{cases} \quad (11)$$

Для случая  $\delta \gg 1$  выражение  $\Gamma_{\text{в.ч.}}$  имеется в работе (4).

Как следует из сравнения выражений (9), (10) и (11), внутри плазмосферы, где  $\delta \gg 1$ , должно наблюдаться либо преимущественное, либо одновременное с о.н.ч., возбуждение высокочастотного плазменного резонанса. В то же время за пределами плазмосферы, где  $\delta \ll 1$ , пучками надтепловых частиц будут в основном возбуждаться о.н.ч. шумы на частотах вблизи н.г.р.

Для определения экстремальных высот, где усиление максимально, запишем выражение для  $\Gamma$  в виде

$$\Gamma_{\text{max}} \approx \frac{N_{\Gamma} L_N}{v_0} \frac{\omega_H}{N_x} \left[ \frac{H}{H_0} \left( 1 - \frac{H}{H_0} \right)^{H_0 H^{-1}} - \exp\{-y_{\text{min}}\} + \exp\left\{-\frac{y_{\text{min}}}{1 - H/H_0}\right\} \right], \quad (12)$$

где  $H_0$  — значение магнитного поля на высоте  $h_0$ .

Появление  $y_{\text{min}}$  связано с учетом затухания волн в ионосферной плазме. Затуханием можно пренебречь, если  $\omega^2/k_{\parallel}^2 \gg v_{Te}^2$  или  $y \gg v_{Te}^2/v_0^2$ . В соответствии с этим  $0 < y_{\text{min}} \approx a v_{Te}^2/v_0^2$ ,  $a \approx 10$ . Анализ выражения (12) показывает, что имеется довольно острый максимум  $\Gamma$  на ионосферных высотах. Положение его зависит от температуры ионосферных электронов. При  $v_{Te} \rightarrow 0$  высота максимума  $h_m$  приближается к  $h_0$ . Пример зависимости  $\Gamma(h)$  при  $a = 10$ ,  $y = 0,005$  и  $0,01$  приведен на рис. 2.

В рамках линейной теории для объяснения наблюдаемых интенсивностей о.н.ч. излучения (5) необходимо усиление  $\Gamma \approx 10$ . Учитывая это значение и формулу (12), нетрудно определить

$$S_{кр} \approx \frac{\Gamma_{кр} N_x}{L_N} v_0^3 \begin{cases} 3/\omega_H, & \delta \leq 1, \\ 1/\omega_0, & \delta > 1. \end{cases} \quad (13)$$

Для типичных ионосферных условий и электронов с энергией  $\approx 30$  эВ  $S_{кр} \approx 5 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup>. Согласно спутниковым наблюдениям, например (6), плотности потока фотоэлектронов  $\approx 10^8$  см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup> довольно типичны на высотах 500–2000 км.

Оценка зависимости плотности критического потока электронов от средней энергии частиц в пучке приводит к заключению, что наиболее эффективными для возбуждения н.г.р. являются потоки надтепловых ча-

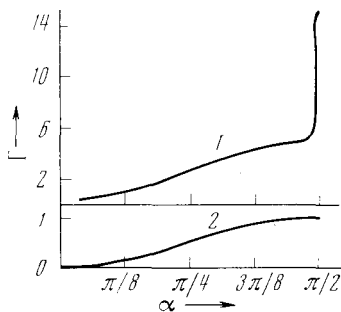


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость  $\Gamma$  от  $\alpha(\omega)$ : 1 —  $\delta = 0,1$ ; 2 —  $\delta = 3$

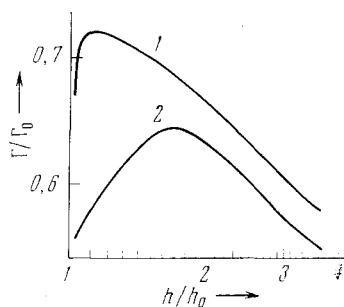


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость усиления от высоты для двух значений скорости  $y = av_{Te}^2 / v_0^2$  фотоэлектронов: 1 —  $y = 0,005$ ; 2 —  $y = 0,01$

стиц с энергиями  $W \approx 0,01 - 1$  кэВ. Этими частицами могут быть фотоэлектроны или мягкие электроны авроральной зоны.

Рассмотрим кратко проблему выхода о.н.ч. шумов из области генерации в ионосфере. Плазменные волны, возбуждаемые вблизи н.г.р., находятся на одной дисперсионной ветви со свистящими атмосфериками и переходят в свистовую моду при распространении в неоднородной среде. Однако, как можно видеть из формул (5), (6), при этом они попадают в область затухания на тех же частицах пучка. Это позволяет объяснить локальность н.г.р. шумов, регистрируемых на спутниках.

Что касается выхода рассматриваемого излучения к земной поверхности, то здесь важную роль играет волновой канал  $\perp \mathbf{H}_0$ , обусловленный резким возрастанием показателя преломления при  $\alpha \rightarrow \pi/2$ . Важным для выхода н.г.р. шумов является и существование в ионосфере одного или двух минимумов н.г.р. частоты. В этих областях возможен захват о.н.ч. сигналов с большими углами волнового вектора  $\mathbf{k}$  к геомагнитному полю, пока вследствие рефракции не будут выполнены условия выхода излучения к земной поверхности вдоль поля  $\mathbf{H}_0$ .

Поступило  
21 VI 1972

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Б. Н. Гершман, В. Ю. Трахтенгерц, Геомагнетизм и аэронавигация, 1, № 5, 671 (1961). <sup>2</sup> М. С. Ковнер, В. Ю. Трахтенгерц, Геомагнетизм и аэронавигация, 2, № 6, 1053 (1962). <sup>3</sup> В. Д. Шафранов, Вопросы теории плазмы, в. 3, 1963. <sup>4</sup> В. Ю. Трахтенгерц, Геомагнетизм и аэронавигация, 7, № 606 (1967). <sup>5</sup> Е. Ф. Вершинин, Е. А. Пономарев, Сборн. Земной магнетизм, полярные сияния и ультранизкочастотное излучение, в. 4, 1966, стр. 35. <sup>6</sup> Ю. И. Гальперин, Т. М. Муляренко, Космические исследования, 4, № 6, 932 (1966).