Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 8, стр. 529 – 533 20 октября 1974 г.

РАССЛОЕНИЕ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ОБЛАСТИ ОТРАЖЕНИЯ ОБЫКНОВЕННОЙ РАДИОВОЛНЫ

В.В.Васьков, А.В.Гуревич

Рассмотрен механизм неустойчивости, приводящей к расслоению ионосферной плазмы в области отражения мощной радиоволны.

В последнее время Ютло, Коэном и др. [1], Гетманцевым и др. [2] обнаружен новый нелинейный эффект самовоздействия и взаимодействия радиоволн в верхней ионосфере: интенсивность отраженной от F-слоя сильной обыкновенной волны не растет, а падает с ростом мощности излучения; существенно ослабевают и радиоволны на других частотах, отражающиеся в той же области, что и возмущающая волна. Одновременно наблюдается резкое усиление крупномасштабных ионосферных неоднородностей [3, 4]. Взаимодействие радиоволн с этими неоднородностями (рассеяние, линейная трансформация волн), по-видимому, служит причиной указанного нелинейного эффекта. Теоретическое исследование этих явлений – цель настоящей работы. Показано, что в области отражения мощной обыкновенной волны в ионосфере возникает неустойчивость самофокусировочного типа, приводящая к интксивному росту крупномасштабных неоднородностей. Эта неустойчивость развивается благодаря изменению концентрации, вызванному диффузией плазмы из нагреваемой волной области.

Важно, что зависимость концентрации N от интенсивности возмущающей волны является в условиях F-слоя существенно нелокальной как в пространстве, так и во времени. Это определяет характер развития неустойчивости. Отметим также, что параметрическое возбуждение ленгмюровских колебаний приводит к дополнительному (по сравнению с омическим) нагреву электронов и, благодаря этому, существенно усиливает эффект.

Полная система уравнений, описывающая взаимодействие нормально падающей на плоскослоистую ионосферу обыкновенной волны частоты ω с ионосферной плазмой, в окрестности точки отражения $\epsilon_0(z=0)=0$ имеет вид

$$\left\{\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\omega^2}{c^2}\left[\epsilon_0(z)-\frac{\Delta N}{N}\right]\right]\right\}E=0, \qquad (1)$$

$$\frac{\Delta N}{N}=\int_0^t dt_1\int dz_1\,\mathrm{tg}\,\alpha\,WG\left[(z-z_1)\mathrm{tg}\,\alpha,\ t-t_1\right].$$

Здесь E – амплитуда электрического поля волны, $\epsilon_0=(1-4\pi e^2N/m\omega^2)$ – диэлектрическая проницаемость невозмущенной плазмы, $\Delta N/N$ – относительное возмущение электронной концентрации, которое определяется диссипируемой в единице объема мощностью W.

Возмущение $\Delta N/N$ находится путем решения системы уравнений, описывающих теплопроводность и диффузию плазмы вдоль силовых линий магнитного поля [5]. G – функция Грина этой системы. Далее, α – угол, образованный магнитным полем земли H с вертикалью, t – время с момента включения поля. Используется система координат с осью x, направленной перпендикулярно плоскости распространения волны; координата z отсчитывается от плоскости отражения $z=0$ вдоль вектора групповой скорости ($\mathbf{z}\perp\mathbf{H}$).

Входящая в [1] диссипируемая мощность W выражается через плотность энергии волны ($\nu_e<<\omega$)

$$W=\frac{|E|^2}{8\pi}\nu_e\begin{cases}2\dfrac{|E|^2}{E_{\text{п}}^2}-1 & |E|^2>E_{\text{п}}^2\\[2mm] 1 & |E|^2<E_{\text{п}}^2\end{cases}, \qquad (2)$$

где ν_e – частота соударений электронов, $E_{\text{п}}^2=16\pi NT_i\,F\nu_e/\omega$ – порог возбуждения параметрической неустойчивости [6] ($F\approx 1{,}75$).

Функция Грина $G(x,t)$ в широком диапазоне изменения переменных $t<\tau_T\,D_T/D_a,\ \tau_N;\ x^2<4D_T\tau_T$ равна [7]

$$G(x,t)=-\left(\frac{3}{2}NT_e\right)^{-1}\frac{k_T}{\sqrt{\pi}}\,\frac{D_a}{D_T-D_a}\,\frac{1}{x}\,\left(u_1e^{-u_1^2}-u_2e^{-u_2^2}\right), \qquad (3)$$

$$u_1=x/\sqrt{4D_at},\qquad u_2=x/\sqrt{4D_Tt}.$$

Здесь D_a, $D_T=\kappa_e/N$ – коэффициенты амбиполярной диффузии и электронной теплопроводности, $\tau_T=1/\nu_e\delta\,\phi_T$ – время установления электронной температуры ($\phi_T\sim 1$ – фактор неизотермичности), τ_N – время жизни электрона, $k_T\sim 1$ – термодиффузионное отношение [5].

В рамках применимости геометрической оптики невозмущенное волновое уравнение (1) имеет решение

$$E = \epsilon_o^{-1/4} \sin a^{-1/2} \{ E_o e^{-i\phi} + E_o e^{i\phi} \},$$
$$\phi = \int_o^z k_o(z_1) dz_1 - \frac{\pi}{4}, \qquad k_o = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_o} \quad , \tag{4}$$

где в случае малого нелинейного поглощения ВЧ волны (при $E \lesssim (2 \div 3) E_п$) амплитуды падающей и отраженной волн равны амплитуде падающей на ионосферу волны E_o.

Рассмотрим устойчивость этого решения. Будем считать падающую волну однородной в направлении оси x, ортогональной к плоскости ее распространения. При этом

$$E_{пад} = E_o + E_1 e^{ikx} + E_2 e^{-ikx}; \quad E_{отр} = E_o + E_3 e^{ikx} + E_4 e^{-ikx}. \tag{5}$$

Произведем линеаризацию уравнений (1) – (3) и перейдем к трансформантам Лапласа от соответствующих величин согласно

$$a(\gamma) = \int_o^\infty a(t) e^{-\gamma t} dt.$$

В результате получим систему уравнений для безразмерных амплитуд $a_{1,3} = E_{1,3}/E_o$, $a_{2,4} = E^*_{2,4}/E^*_o$:

$$-i \frac{da_1}{dz} - \frac{k^2}{2k_o} a_1 - \frac{\omega^2}{c^2 2k_o} \frac{\delta \Delta N}{N} = 0,$$
$$i \frac{da_2}{dz} - \frac{k^2}{2k_o} a_2 - \frac{\omega^2}{c^2 2k_o} \frac{\delta \Delta N}{N} = 0, \tag{6}$$

$$a_1 - a_4 = A \exp\left\{ i \cdot \int_o^z \frac{k^2}{2k_o} dz_1 \right\}, \quad a_2 - a_3 = -A \exp\left\{ -i \int_o^z \frac{k^2}{2k_o} dz_1 \right\},$$

где возмущение концентрации $\delta \Delta N / N$ описывается выражением

$$\frac{\delta \Delta N}{N} = -\frac{k_T}{2\sqrt{\gamma}} \frac{D_a}{D_T - D_a} \int dz_1 \operatorname{tg}\alpha \left(\frac{3}{2} N T_e\right)^{-1} \delta W \quad \times$$

$$\times \left[D_a^{-1/2} \exp\left\{ -\sqrt{\frac{\gamma}{D_a}}\, |z - z_1| \operatorname{tg}\alpha \right\} - D_T^{-1/2} \exp\left\{ -\sqrt{\frac{\gamma}{D_T}}\, |z - z_1| \operatorname{tg}\alpha \right\} \right], \quad (7)$$

$$\delta W = \frac{3}{2} N T_e \tau_T^{-1} \frac{1}{2} L (a_1 + a_2 + a_3 + a_4),$$

$$L = \frac{\overline{|E|^2}}{E_p^2 \phi_T} \left\{ 1 + \left[C_1 \frac{\overline{|E|^2}}{E_\Pi^2} - 2 \right] \theta(2\overline{|E|^2} - 1) \right\}, \quad \theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}.$$

Здесь $E_p^2 = 3mT_e \delta\omega^2/e^2$ – характерное плазменное поле [5], $\overline{|E|^2} = 2|E_0|^2/\sqrt{\epsilon_0} \sin\alpha$ – усредненная по периоду интенсивность невозмущенной волны, а величина C_1 в пределе $\overline{|E|^2} >> E_\Pi^2$ равна $C_1 = 6$.

Решения линейных уравнений (6), (7) получены в различных предельных случаях в области больших и малых значений k. Анализ этих решений показывает, что малые возмущения поля падающей волны экспоненциально нарастают со временем. В результате в области отражения волны образуются и нарастают неоднородности электронной концентрации. В направлении, ортогональном плоскости распространения волны характерный размер этих неоднородностей $\lambda_\perp \approx 2\pi(8q\beta)^{-1/6} k_m^{-1}$ (см. ниже [8]) порядка максимальной длины падающей волны вблизи ее точки отражения: $\lambda_\perp \sim 2\pi/k_m$, $k_m = \omega/cR$, $R = (\omega/c\mu \sin\alpha)^{1/3}$, $\mu = |\vec{\nabla} N/N|$. В F-слое ионосферы размер возникающих неоднородностей поперек магнитного поля $\lambda_\perp \sim 1$ *км*. Их продольный размер $\lambda_\parallel \sim \sqrt{D_a \tau} \sim 10$ *км*. Он определяется продольной диффузией плазмы за характерное время нарастания неоднородностей τ. Время $\tau = 1/\gamma_m$, где γ_m – максимальный инкремент неустойчивости, зависит от интенсивности волны накачки

$$\tau \approx \tau_T \frac{D_T}{D_a} \left[1 + \left(\frac{\beta q}{2}\right)^{2/3} k_m z_0 \right] \left(\frac{8q}{\beta^2}\right)^{2/3}, \quad (8)$$

$$q = \operatorname{tg}\alpha / k_m \sqrt{4 D_T \tau_T}, \qquad \beta = \frac{R^2 k_T}{\sqrt{D_T \tau_T}} \int L\, dz \operatorname{tg}\alpha.$$

Здесь величина L определена в (7), а параметр z_0 обозначает нижнюю границу области эффективного нагрева плазмы $0 < z < z_0$.

В F-слое ионосферы при небольших мощностях возмущающей волны $\tau \sim \tau_T \approx 1/\nu_e \delta \sim 20 - 40$ *сек*; с ростом мощности и оообенно при превышении порога возбуждения параметрической неустойчивости время τ быстро убывает (см. [7,8]). Так, при $E \geqslant 2E_{п}$ оно уже составляет 2÷5 *сек*. Все это находится в соответствии с результатами наблюдений [1–4].

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 мая 1974 г.

Литература

[1] У.Ютло, Р.Коэн. УФН, 109, 371, 1973.

[2] Г.Г.Гетманцев. Н.П.Комраков, Ю.С.Коробков, Л.Ф.Мироненко, Н.А.Митяков, Р.О.Рапопорт, В.Ю.Трахтенгерц, В.Л.Фролов, В.А.Череповицкий. Письма в ЖЭТФ, 18, 621, 1973.

[3] C.L.Rufenach. J.Geophys. Rev., 78, 5611, 1973; J.W.Wright. J.Geophys. Res., 78, 5622, 1973.

[4] Г.Г.Гетманцев и др. Доклад на сессии ООФА, 20.3.1974; УФН (в печати).

[5] А.В.Гуревич, А.Б.Шварцбург. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, М., изд. Наука, 1973.

[6] В.В.Васьков, А.В.Гуревич. Изв. высш. уч. зав., сер. "Радиофизика", 16, 188, 1973.

[7] В.В.Васьков, А.В.Гуревич. Геомагн. и аэроном.", 74, №6, 1974.