Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 278

О ТРАНСФОРМАЦИОННО-ДРЕЙФОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Л.Г.Генкин

Л.М.Ерухимов

Горький 1989

Г е н к и н Л. Г., Е р у х и м о в Л. М.

О ТРАНСФОРМАЦИОННО-ДРЕЙФОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН // Препринт № 278. - Горький: НИРФИ.- 1989 г. - 15 с.

УДК 533.9 + 551.510.535

Рассмотрен механизм возбуждения неоднородной структуры плазмы в поле электромагнитных волн вследствие развития в регулярно неоднородной среде неустойчивости градиентно-дрейфового типа. Этот механизм обусловлен появлением квазистационарного тока плотностью $\vec{j}(\Omega,\vec{\varkappa})$ при конверсии электромагнитной волны в плазменные волны в результате интерференции высокочастотных осцилляций скорости в поле электромагнитной волны и их концентрации в поле плазменной. Найдено выражение для $\vec{j}(\Omega,\vec{\varkappa})$. Получено дисперсионное соотношение для неустойчивости, описывающее как тепловые, так и градиентно-дрейфовые эффекты. Исследована роль предложенного механизма в образовании неоднородностей верхней ионосферы под действием мощного радиоизлучения.

Процессы взаимодействия плазменных (l) и электромагнитных (t) волн играет ведущую роль в космической и околоземной плазме. И в частности, приводят к возбуждению мелкомасштабных неоднородностей верхней ионосферы вследствие развития тепловой параметрической неустойчивости (ТПН) /I,2/. В работе предложен механизм трансформационно-дрейфовой неустойчивости, возникающий в регулярно-неоднородной плазме в поле электромагнитных волн. Такая неустойчивость относится к градиентно-дрейфовому типу и обусловлена появлением квазистационарного тока плотностью $\vec{j}_{\Omega,\vec{æ}}$, возникающего при конверсии $t \to l$ волн в результате интерференции высокочастотных осцилляций скорости электронов $\vec{\vartheta}^{\,t}_{\omega}$ в поле электромагнитной волны частоты ω_t и их концентрации N^{l}_{ω} в поле плазменной волны частота ω_l . Ранее /3/ подобная интерференция привлекалась при анализе стабилизирующих факторов на линейной стадии ТПН. В настоящей работе исследована роль трансформационно-дрейфовой неустойчивости (ТДН) в образовании неоднородной структуры ионосферной плазмы под действием мощного радиоизлучения.

Величину квазистационарного тока определим следующим образом:

$$\vec{j}_{\Omega,\vec{æ}} = \left\{ \langle N^{l^+}_{\omega} \vec{\vartheta}^{\,t^*}_{\omega} \rangle + \langle N^{l^{-*}}_{\omega} \vec{\vartheta}^{\,t}_{\omega} \rangle \right\} + \text{к.с.} \qquad (I)$$

здесь $N^{l^\pm}_\omega \propto \exp(i\vec{k}^\pm_l\vec{r} - i\omega^\pm_l t)$, $\vec{\vartheta}^t_\omega \propto \exp(i\vec{k}_t\vec{r} - i\omega_t t)$, угловые скобки означают усреднение за время $t \gg \Omega^{-1}$ и выполнены условия синхронизма

$$\omega^\pm_l = \omega_t \pm \Omega, \qquad \vec{k}^\pm_l = \vec{k}_t \pm \vec{æ}, \tag{2}$$

причем $|\vec{k}_t| \ll |\vec{k}^\pm_l|, |\vec{æ}|$, $\Omega \ll \omega^\pm_l, \omega_t$. Выражение для флуктуаций скорости в поле волны накачки имеет вид

$$\vec{\vartheta}^t_\omega = -i\frac{e}{m\omega_t}\vec{E}_t \exp(i\vec{k}_t\vec{r} - i\omega_t t). \tag{3}$$

Флуктуации плотности в ленгмюровской волне нетрудно получить из уравнения Пуассона.

$$N^{l^\pm}_\omega = -i\frac{(\vec{k}^\pm_l\vec{E}^\pm_\omega)}{4\pi e}. \tag{4}$$

Поле рассеянной волны при трансформации поперечной волны в продольную имеет следующий вид /4/:

$$\vec{E}^+_{\vec{k}_l\omega_l} = \frac{\omega^2_{pe}}{\omega_t\omega^+_l}\frac{\vec{k}^+_l(\vec{k}^+_l\vec{E}_t)}{k^{+2}_l\varepsilon^+_l}\left(1 + \frac{\Omega}{\omega^+_l}\frac{k^{+2}_l}{æ^2}\right)\frac{\delta n_{æ\Omega}}{N_0},$$

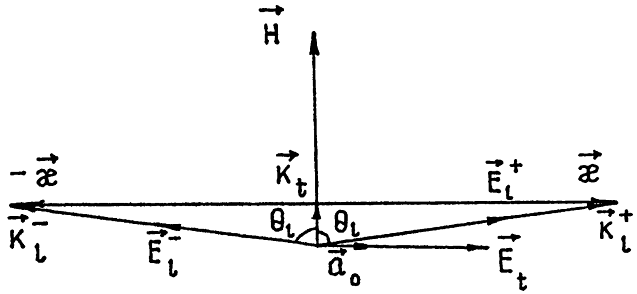
$$\vec{E}^-_{\vec{k}_l\omega_l} = \frac{\omega^2_{pe}}{\omega_t\omega^-_l}\frac{\vec{k}^-_l(\vec{k}^-_l\vec{E}_t)}{k^{-2}_l\varepsilon^-_l}\left(1 - \frac{\Omega}{\omega^-_l}\frac{k^{-2}_l}{æ^2}\right)\frac{\delta n^*_{æ\Omega}}{N_0}. \tag{5}$$

Здесь $\delta n_{æ\Omega}$ – низкочастотные флуктуации электронной концентрации, $\varepsilon^\pm_l$ – продольная (вдоль $\vec{k}^\pm_l$) диэлектрическая проницаемость плазмы. Подставляя выражения (3),(4),(5) в (I), найдем возмущение электронного тока биений на частоте Ω :

$$\vec{j}_{\vec{æ},\Omega}=\vec{a}_0\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_t^2}\frac{\vartheta_{Te}^2}{\omega_l}\left\{\frac{(\vec{K}_l^+\vec{a}_0)}{\varepsilon_l^+}+\frac{(\vec{K}_l^-\vec{a}_0)}{\varepsilon_l^{-*}}\right\}W_t\delta n_{\vec{æ},\Omega}e^{i\vec{æ}\vec{r}-i\Omega t}+\text{к.с.} \quad (6)$$

где $\vec{a}_0=\frac{\vec{E}_t}{|\vec{E}_t|}$, $W_t=\frac{E_t^2}{4\pi N_0T_0}$ - плотность энергии электромагнитных волн. Вводя угол рассеяния θ_l (рис. I), перепишем (6) в виде ($\omega_t\approx\omega_{pe}$)

$$\begin{aligned}\vec{j}_{\vec{æ},\Omega}&=\vec{V}_0\delta n_{\vec{æ},\Omega}e^{i\vec{æ}\vec{r}-i\Omega t}+\text{к.с.},\\ \vec{V}_0&=\vec{a}_0\frac{\vartheta_{Te}^2}{\omega_l}K_l\sin\theta_l\left(\frac{1}{\varepsilon_l^+}-\frac{1}{\varepsilon_l^{-*}}\right)W_t.\end{aligned}\quad (7)$$



Р и с. I Конфигурация четырехволнового взаимодействия электромагнитной (t) волны со стоксовой (l^+) и антистоксовой (l^-) плазменной волной.

Для анализа полученного соотношения необходимо определить выражение для разности диэлектрических проницаемостей, которое имеет следующий вид:

$$R_{\varepsilon}^{-} \equiv \left(\frac{1}{\varepsilon_l^{+}} - \frac{1}{\varepsilon_l^{-*}}\right) = -\left[\frac{1}{2}\ \frac{\partial(\omega^2 \operatorname{Re}\varepsilon(\omega))}{\omega\ d\omega}\right]^{-1} \times$$

$$\times \frac{\omega_t(\Omega_0 + i(\gamma_0 + \tilde{\gamma}))}{(\Delta\omega)^2 + (\gamma_0 + \tilde{\gamma})^2 - \Omega_0^2 - 2i\Omega_0(\gamma_0 + \tilde{\gamma})} \approx -\frac{\omega_t\left[\Omega_0(\Delta\omega^2 - \tilde{\gamma}^2) + i\tilde{\gamma}(\Delta\omega^2 + \tilde{\gamma}^2)\right]}{\left[(\Delta\omega)^2 + \tilde{\gamma}^2\right]^2}, \tag{8}$$

здесь $\Delta\omega = \omega_t - \omega_p \ll \omega_t$, $\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_H^2 \sin^2\theta$, $\Omega = \Omega_0 + i\gamma_0$, $\Omega_0, \gamma_0 \ll \nu_e$, $\tilde{\gamma} \approx \nu_e/2$ - декремент затухания плазменных волн.

Как следует из (7), (8), ток биений $\vec{j}_{\vec{æ},\Omega}$ имеет мнимую и действенную часть, которые соответствуют диффузионному члену и сдвигу частоты в уравнении непрерывности. Исследуем влияние тока биений на развитие ТПН и рассмотрим развитие неустойчивости градиента дрейфового типа, возникающей в регулярно-неоднородной плазме при наличии реальной части $\vec{j}_{\Omega,\vec{æ}}$. Для этого воспользуемся следующей системой гидродинамических уравнений:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{j}_e + \vec{j}_б) = 0,$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}\vec{j}_i = 0,$$

$$\vec{j}_e = \hat{\mu}_e \nabla\varphi - \hat{D}_e \nabla N - \hat{D}_{Te} \frac{N}{T_e} \nabla T_e, \tag{9}$$

$$\vec{j}_i = -\hat{\mu}_i \nabla\varphi - \hat{D}_i \nabla N - \hat{D}_{Tie} \frac{N}{T_e} \nabla T_e,$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2}{3N}\ Q + \operatorname{div}\left(\frac{\hat{\chi}_e}{N}\nabla\right) T_e - \delta\nu_e (T_e - T_n).$$

Здесь $\hat{\mu}_e, \hat{\mu}_i$, $\hat{D}_e, \hat{D}_i$, $\hat{D}_{Te}, \hat{D}_{Ti}, \hat{\chi}_e$ - тензоры подвижности, диффузии, термодиффузии, взаимной термодиффузии и теплопроводности электроном и ионов. Система справедлива при выполнении следующих условий:

$$\varkappa_{\parallel}^2 \vartheta_{Te}^2 \ll \nu_e^2, \quad \varkappa_{\perp}^2 \vartheta_{Ti}^2 \ll \Omega_H^2, \quad \varkappa^2 r_D^2 \ll 1, \quad \varkappa_{\parallel} \text{ и } \varkappa_{\perp} -$$

продольное и поперечное (по отношению к силовым линиям магнитного поля) волновое число возмущений. При написании (9) мы считали выполненным условие квазинейтральности $N_e \approx N_i = N$, вследствие этого ввели поляризационное поле $\vec{E} = -\nabla\varphi$, и пренебрегли инерционными и стрикционными членами в уравнениях движения, ввиду их малости на низких частотах $(\Omega \ll \nu_e, \nu_i)$. Следует заметить, что ток биений $\vec{j}_Б = \langle N_e \vec{\vartheta}_t \rangle_\Omega$ отсутствует в выражении для $\vec{j}_e$ вследствие компенсации в электронном уравнении движения в низкочастотном пределе членов: $N_e \frac{d\vec{\vartheta}_t}{dt}$, $\frac{e}{m} N_e \vec{E}_t$ и $\nu_e N_e \vec{\vartheta}_t$.

Выражение для диссипируемой мощности $Q_\Omega = (\vec{E}_t \hat{\sigma}_\omega \vec{E}_e^{-*}) + (\vec{E}_t^* \hat{\sigma}_\omega \vec{E}_l^+) + к$ получим, используя формулу для рассеянного поля (5)

$$Q_{\Omega,\vec{\varkappa}} = \tilde{Q} \frac{\delta n_{\Omega\vec{\varkappa}}}{N_e} \cdot \exp(i\varkappa r - i\Omega t) + к.с.,$$

$$\tilde{Q} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_t \omega_l} \sigma_\omega \sin^2\theta \, E_t^2 \left(\frac{1}{\varepsilon_e^+} + \frac{1}{\varepsilon_l^{-*}} \right) \qquad \text{(10)}$$

(σ_ω - эрмитова часть тензора проводимости на частоте ω_t). Учтем, также, что /1/:

$$R_\varepsilon^+ \equiv \frac{1}{\varepsilon_l^+} + \frac{1}{\varepsilon_l^{-*}} = \left[\frac{1}{2} \left. \frac{\partial(\omega^2 \operatorname{Re}\varepsilon(\omega))}{\omega \, d\omega} \right|_{\omega=\omega_p} \right]^{-1} \times$$

$$\times \frac{\omega_t \, \Delta\omega}{(\Delta\omega)^2 + (\gamma_0 + \tilde{\gamma})^2 - \Omega_0^2 - 2i\Omega_0(\gamma_0 + \tilde{\gamma})} . \qquad \text{(11)}$$

Линеаризуя (9) и переходя к Фурье-компонентам для возмущений $n_{\Omega,\vec{\varkappa}}$, $\varphi_{\Omega,\vec{\varkappa}}$, $\vec{\vartheta}_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}}$, $\vec{\vartheta}_{i_{\Omega,\vec{\varkappa}}}$ и $T_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}}$, запишем систему в следующем виде:

$$-i(\Omega-\vec{\varkappa}\vec{v}_0)n_{\Omega,\vec{\varkappa}}-i\vec{\varkappa}\vec{j}_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}}+j_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}}\Big|_z/L=0,$$

$$-i\Omega n_{\Omega,\vec{\varkappa}}-i\vec{\varkappa}\vec{j}_{i_{\Omega,\vec{\varkappa}}}+j_{i_{\Omega,\vec{\varkappa}}}\Big|_z/L=0,$$

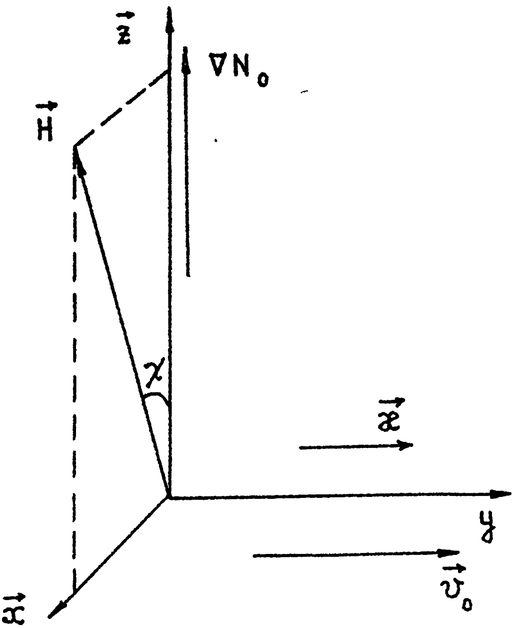
$$\vec{j}_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}}=i\vec{\varkappa}\hat{\mu}_e\varphi_{\Omega,\vec{\varkappa}}-\left(i\vec{\varkappa}-\frac{\vec{z}_0}{L}\right)\hat{D}_e n_{\Omega,\vec{\varkappa}}-i\vec{\varkappa}\tilde{D}_{Te}\frac{N}{Te}T_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}}, \tag{12}$$

$$\vec{j}_{i_{\Omega,\vec{\varkappa}}}=-i\vec{\varkappa}\hat{\mu}_i\varphi_{\Omega,\vec{\varkappa}}-\left(i\vec{\varkappa}-\frac{\vec{z}_0}{L}\right)\hat{D}_i n_{\Omega,\vec{\varkappa}}-i\vec{\varkappa}D_{T_{ie}}\frac{N}{Te}T_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}},$$

$$-i\Omega T_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}}=\frac{2}{3N}\tilde{Q}\,n_{\Omega,\vec{\varkappa}}-\left(\vec{\varkappa}\frac{\hat{\chi}_e}{N}\vec{\varkappa}\right)T_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}}-\delta\nu_e T_{e_{\Omega,\vec{\varkappa}}}.$$

Здесь предполагается, что равновесная концентрация меняется вдоль вертикальной оси $\vec{z}$; и ее изменение характеризуется масштабом $L=\left(\frac{1}{N_0}\frac{dN_0}{dz}\right)^{-1}$, $\vec{z}_0$ – единичный вектор в направлении оси $\vec{z}$. Заметим, что мы пока не конкретизируем вид дрейфовой скорости $\vec{v}_0$ и источника тепла $\tilde{Q}$, поскольку они могут вызываться различными причинами: действием постоянного электрического поля $\vec{E}_0$, нейтрального ветра $\vec{u}_n$, силой тяжести $\vec{g}$ или возникать при конверсии электромагнитных волн в плазменные. Таким образом, система (12) в общем виде включает эффекты развития тепловых и градиентно-дрейфовых неустойчивостей.

Полагаем, что магнитное поле $\vec{H}$ составляет с осью $\vec{z}$ угол χ, так что $\vec{H}(\sin\chi, 0, \cos\chi)$ (см. рис. 2), а величина L не зависит от $\vec{z}$ и намного превышает длину волны возмущений $\lambda = 2\pi/\varkappa$. Решаем (12) с учетом сделанных замечаний, после ряда



Р и с.2   Геометрия развития трансформационно-дрейфовой неустойчивости.

преобразований получим громоздкое дисперсионное соотношение, которое приобретает более компактный вид при $T_e \approx T_i$. Выпишем его для наиболее благоприятного для развития неустойчивости случая сильно вытянутых вдоль $\vec H$ возмущений, когда $\varkappa_\parallel / \varkappa_\perp \ll \nu_e / \omega_H$. При этом оно имеет следующий вид

$$\Omega^2 + i\Omega(p' + ip'') + q' + iq'' = 0, \tag{13}$$

здесь

$$p' = \frac{\chi_{e\perp}}{N_0}\varkappa_\perp^2 + 2D_{i\perp}\frac{m\nu_e}{M\nu_i}\varkappa_\perp^2 + \delta_e\nu_e - (\vec\varkappa\,\mathrm{Im}\vec V_0) - \frac{(\varkappa\,\mathrm{Re}\,v_0)\varkappa_y}{\varkappa_\perp^2}\frac{\Omega_H}{v_0}\frac{\sin\chi}{L},$$

$$p'' = (\vec{æ}\,\mathrm{Re}\,\vec{v}_0) - \frac{(\vec{æ}\,\mathrm{Im}\,\vec{v}_0)æ_y}{æ_\perp^2}\frac{\Omega_H}{\nu_i}\frac{\sin\chi}{L} - 2D_{i\perp}\frac{\Omega_H}{\nu_i}æ_y\sin\chi/L,$$

$$q' = \left(\frac{\chi_{e\perp}}{N_0}æ_\perp^2 + \delta_e\nu_e\right)\left[(\vec{æ}\,\mathrm{Im}\,\vec{v}_0) + \frac{(\vec{æ}\,\mathrm{Re}\,\vec{v}_0)æ_y}{æ_\perp^2}\frac{\Omega_H}{\nu_i}\sin\chi/L - \right.$$

$$\left. - 2D_{i\perp}\frac{m\nu_e}{M\nu_i}æ_\perp^2\right] - \frac{2}{3}\left(D_{Te_\perp} + D_{Tie_\perp}\frac{m\nu_e}{M\nu_i}\right)\left(\frac{\mathrm{Re}\widetilde{Q}}{NT}æ_\perp^2 + \frac{\mathrm{Im}\widetilde{Q}}{NT}\frac{\omega_H}{\nu_e}\frac{æ_y\sin\chi}{L}\right),$$

$$q'' = -\left(\frac{\chi_{e\perp}}{N_0}æ_\perp^2 + \delta_e\nu_e\right)\left[(\vec{æ}\,\mathrm{Re}\,\vec{v}_0) - \frac{(\vec{æ}\,\mathrm{Im}\,\vec{v}_0)æ_y}{æ_\perp^2}\frac{\Omega_H}{\nu_i}\frac{\sin\chi}{L} - \right.$$

$$\left. - 2D_{i\perp}\frac{\Omega_H}{\nu_i}\frac{æ_y\sin\chi}{L}\right] - \frac{2}{3}\left(D_{Te_\perp} + D_{Tie_\perp}\frac{m\nu_e}{M\nu_i}\right)\left(\frac{\mathrm{Im}\widetilde{Q}}{NT}æ_\perp^2 + \frac{\mathrm{Re}\widetilde{Q}}{NT}\frac{\omega_H}{\nu_e}\frac{æ_y\sin\chi}{L}\right).$$

Полагая $\Omega = \Omega_0 + i\gamma$, получим выражения для действительной части частоты Ω_0 и инкремента γ :

$$\Omega_0 = \frac{p''}{2} \pm \sqrt{\frac{p + \sqrt{p^2 + q^2}}{2}},$$
$$\gamma = -\frac{p'}{2} \pm \sqrt{\frac{-p + \sqrt{p^2 + q^2}}{2}}, \qquad (14)$$

где

$$p = \frac{p''^2 - p'^2}{4} - q',$$

$$q = -\frac{p'p''}{2} - q''.$$

В случае $p' \gg p''$, $q' \gg q''$ (такое приближение действительно имеет место поскольку $\mathrm{Re}\,R^{+}_{\varepsilon} \gg \mathrm{Im}\,R^{+}_{\varepsilon}$, $\mathrm{Im}\,R^{-}_{\varepsilon} \gg \mathrm{Re}\,R^{-}_{\varepsilon}$) неустойчивость развивается при $q' > 0$. Запишем выражение для порога в следующем виде:

$$\frac{(\vec{\varkappa}\,\mathrm{Re}\,\vec{v}_0)\varkappa_y}{\varkappa^2}\frac{\Omega_H}{\nu_i}\sin\chi/L + (\vec{\varkappa}\,\mathrm{Im}\,\vec{v}_0) - 2D_{i\perp}\frac{m\nu_e}{M\nu_i}\varkappa_\perp^2 -$$

$$-\frac{2}{3}\frac{\left(D_{Te_\perp} + D_{Tie_\perp}\, m\nu_e/M\nu_i\right)}{\frac{\chi_{e_\perp}}{N_0}\varkappa_\perp^2 + \delta_e\nu_e}\left(\frac{\mathrm{Re}\,\widetilde{Q}}{NT}\varkappa_\perp^2 + \frac{\mathrm{Im}\,\widetilde{Q}}{NT}\frac{\omega_H}{\nu_e}\varkappa_y\sin\chi/L\right) = 0 \qquad (15)$$

Проанализируем выражение (15). Два первых члена обусловлены наличием тока биений, третий - носит диффузионный характер, четвертое слагаемое вызвано тепловым расслоением, а последнее связано как с нагревными, так и с градиентными эффектами. Представляет интерес первое слагаемое в формуле (15), которое ранее не рассматривалось. Неустойчивость в этом случае обусловлена существованием реальной части тока биений и регулярного градиента концентрации. Оценим вклад различных эффектов в развитие неустойчивости. Следует заметить, что при получении (13)-(15) мы не учитывали того факта, что взаимодействие электромагнитной волны с плазменной носит локальный по высоте характер. В связи с этим, не обсуждая возникающие при этом явления, укажем, что (14), а также (15) не позволяют дать количественную оценку порога развития неустойчивости, а лишь показывают вклад различных механизмов в образование неоднородной структуры.

Используя (7), (10), перепишем (15), полагая $\varkappa \approx \varkappa_y$:

$$W_0\left(\frac{v_{Te}^2}{\omega_e}K_e\,\mathrm{Re}\,R^{-}_{\varepsilon}\frac{\Omega_H}{\nu_i}\sin\chi/L + \frac{v_{Te}^2}{\omega_e}K_e\,\varkappa\,\mathrm{Im}\,R^{-}_{\varepsilon} - \right.$$

$$-\frac{2}{3}\nu_i \operatorname{Re} R_\varepsilon^+ \frac{\rho_e^2 æ_\perp^2}{\rho_e^2 æ_\perp^2+\delta_e}\Big) - 2\rho_e^2 æ_\perp^2 \nu_e = 0. \tag{16}$$

Здесь пренебрежено слагаемым с $\operatorname{Im}\tilde{Q}$ по сравнению с $\operatorname{Re}\tilde{Q}$ и учтено, что при $\omega_H \gg \nu_e$, $\Omega_H \gg \nu_i$ коэффициенты переноса имеют следующий вид /5/:

$$\chi_{e_\perp}/N_0 \approx D_{Te_\perp} \approx D_{T i_\perp}\frac{m\nu_e}{H\nu_i} \approx \rho_e^2\, \nu_e .$$

Анализ соотношения (I6) показывает, что пороговое поле тепловой неустойчивости минимально при $\Delta\omega = -\tilde{\gamma}$, когда выражение $\operatorname{Re} R_\varepsilon^+ \approx$ $\approx -\omega_t/\nu_e$, $\tilde{\gamma} \approx \nu_e/2$ (см. /I/). Ток биений в свою очередь достигает максимальных значений при нулевых отстройках частоты $\Delta\omega =$ $= 0$, в этом случае из (I6) следует $\operatorname{Im} R_\varepsilon^- \approx -2\frac{\omega_t}{\nu_e}$, $\operatorname{Re} R_\varepsilon^- \approx 4\frac{\omega_t \Omega_0}{\nu_e^2}$.

Проведем оценки для параметров F -слоя ионосферы: $N \approx 3\cdot 10^5$ см$^{-3}$ $T_e \approx 2\cdot 10^3$ К^0, $\nu_{in} \approx 1$ с$^{-1}$, $\nu_e \approx 500$ с$^{-1}$; $\Omega_H \approx 300$ с$^{-1}$, $v_{Te} \approx 1,8\times$ $\times 10^7$ см/с, $\omega_t \approx \omega_t \approx 3\cdot 10^7$ см/с /5/. При этом мнимая часть тока биений стабилизирует ТПН, увеличивая ее порог и время развития на линейной стадии в области больших волновых чисел $æ > 6\cdot 10^{-3}$см$^{-1}$, что соответствует проведенным в (3) расчетам. Однако действительная часть тока $\vec{j}_{\Omega,\vec{æ}}$ в неоднородной среде приводит к развитию неустойчивости градиентно-дрейфового типа, инкремент которой в простейшем случае "надпороговости" имеет вид $\gamma = \frac{\operatorname{Re} v_0}{L}\frac{\Omega_H}{\nu_{in}}$ (в нашем случае инкремент уменьшается вследствие локальности взаимодействия по высоте, о чем будет указано ниже).

Вклад этого механизма определяется величиной действительной части частоты Ω_0, которую можно найти из (I4). Полагая для оценок $\Omega_0 \sim 10$ c^{-1}, $L \sim 20$ км, $\chi = 19^\circ$, получаем, что трансформационно-дрейфовая неустойчивость (ТДН) частично компенсирует стабилизирующее влияние мнимой части тока биений и приводит к некоторому уменьшению порога ТПН. Для ортогональных масштабов $l_\perp \approx 30$-50 м такое понижение составляет величину порядка 0,01. При этом порог ТДН ниже порога стрикционной неустойчивости.

При наличии в плазме постоянного электрического поля $E_0 = \frac{v_\partial}{c} H$ (v_∂ - скорость электронного дрейфа) в уравнении теплопроводности ~~появляется низкочастотный~~ омический нагрев $Q_Б = (\vec{j}_{\Omega,\vec{æ}} \vec{E}_0)$, связанный с током биений $\vec{j}_{\Omega,æ}$. Сравнение его с источником (10) показывает, что при скоростях $v_\partial \sim 100$ м/с отношение $Q_Б / Q_{\Omega,\vec{æ}}$ достигает значений $\sim 0,01$, что также несколько уменьшает порог неустойчивости. Кроме того, как показано ранее (см. (8)), $\mathrm{Im}\, R_\varepsilon^- = -\omega_t \tilde{\gamma} / (\Delta\omega)^2 + \tilde{\gamma}^2$, отсюда следует, что если декремент затухания плазменных волн $\tilde{\gamma}$ меняет знак, то мнимая часть тока биений вызывает развитие неустойчивости параметрического типа. Последнее может иметь место при наличии в ионосфере пучка электронов со скоростями порядка фазовой скорости плазменных волн.

Как указывалось выше, в проведенном анализе не учитывался тот факт, что вследствие неоднородности плазмы конверсия $t \to l$ волн носит локальный характер. Действительно, в неоднородной среде источник нагрева и ток биений ограничены по высоте длиной синхронизма L_c $\left(L_c^{-1} \sim \left|\pi \frac{\partial(k_t - k_l)}{\partial z}\right|^{1/2}\right)$ из-за изменения с высотой волнового вектора плазменной волны k_l. Таким образом, на высоте взаимодействия существует тонкий токовый слой, в котором происходит быстрое изменение профиля скорости. Поток электронов с неоднородным профилем скорости может вызвать неустойчивость Кельвина-Гельмгольца или Фарли-Бунемана, которые также приводят к развитию мелкомасштабной стратификации плотности плазмы (см. /6/).

Интересно отметить, что поскольку для приведенных выше параметров величина υ_0 (см. /7/) достигает значений порядка I км/с, что превышает фазовую скорость ионно-звуковых волн $\vartheta_S = \sqrt{T_e/m_e}$. При этом в области трансформации может происходить генерация ионно-звуковой турбулентности, развитие в плазме которой приводит к появлению аномальных коэффициентов переноса за счет эффективного взаимодействия электронов с волнами $\nu_{эфф}$, а также к аномальному нагреву, вызванному возникновением турбулентного источника тепла $Q_{эфф} \sim j^2/\sigma_{эфф}$.

При этом расчет по Сагдеевской формуле для эффективной частоты соударений $\nu_{эфф}$ /7/:

$$\nu_{эфф} \approx \frac{\omega_{pi}}{100} \frac{V_0}{\vartheta_S} \frac{T_e}{T_i}$$

приводит к значениям $\nu_{эфф} \sim 4 \cdot 10^3$ c^{-1}, что превышает частоту кулоновских соударений электронов, и следовательно, можно существенно изменять процессы переноса в ионосферной плазме.

Таким образом проведенные исследования показывают, что эффекты, связанные с током биений оказывают слабое влияние на развитие мелкомасштабных неоднородностей верхней ионосферы при воздействии на нее мощного пучка радиоволн. Предложенный механизм трансформационно-дрейфовой неустойчивости может оказаться существенным в лабораторных экспериментах по моделированию процессов ионосферной плазмы, где параметр $\varkappa L$ достаточно велик $\varkappa L \gtrsim 0,1$.

ЛИТЕРАТУРА

I. Грач С.М., Трахтенгерц В.Ю.// Изв. Вузов.-Радиофизика.-1975.-Т.18, №9 .-С.1288.

2. Грач С.М., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. - В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме, /Под ред. В.Ю.Трахтенгерца. - Горький: ИПФ АН СССР.-1979.-С.46-80.

3. Lee M.C., Kuo S.P. //J.Plasma Phys.-1983.-V.36, N 3 .-P.463.

4. Ахиезер А.И. и др. Электродинамика плазмы.-М.: Наука, 1974.

5. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.-М.: Наука, 1973.

6. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей, Т.2.-М.: Атомиздат, 1977.

7. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков.-М.: Атомиздат, 1979.

Дата поступления статьи
19 июня 1989 г.

Леонид Геннадьевич Генкин

Лев Михайлович Ерухимов

О ТРАНСФОРМАЦИОННО-ДРЕЙФОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИОНОСФЕРЫ
ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Подписано в печать 13.07.89 г. МЦ 05189. Формат 60х84/16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,95 усл. п. л.
Заказ 4929. Тираж 120. Бесплатно

Отпечатано на ротапринте в НИРФИ