7. Павловская Н. Г., Тарасова Л. В, Эльяш С. Л. — ПТЭ, 1974, № 5, с. 190.
8. Авилов Э. А., Александрович Э.-Г. В., Белкин Н. В., Боголюбов В. В., Тараканов М. Ю. — ПТЭ, 1976, № 2, с. 197.
9. Сиднева С. Н, Стрелков А. С. — Атомная энергия, 1975, 39, № 3, с. 217.
10. Гандельман Г. М, Иванов В В, Медведев Ю. А., Степанов Б. М, Федорович Г. В. — ПМТФ, 1977, № 5, с. 30

Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию 16 декабря 1981 г.

УДК 550.388.2

УСТОЙЧИВОСТЬ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПРИСУТСТВИИ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

В. Б. Иванов, А. А. Трухан, Г. В. Хазанов

В работе [1] анализировалась устойчивость колебаний в ионосферной плазме с частотами выше гирочастоты электронов Ω_e в присутствии фотоэлектронов. Представляет интерес исследование возможности развития в ионосфере неустойчивости низкочастотных волн с $\omega \ll \Omega_e$. В качестве возможной причины возникновения кинетической неустойчивости здесь будет рассмотрена имеющая место на высотах F-области дневной ионосферы немонотонность функции распределения фотоэлектронов в интервале энергий 2 — 4 *эВ*.

Анализ проводится для потенциальных колебаний, инкремент нарастания которых γ определяется величиной $\operatorname{Im}\varepsilon(\omega, \boldsymbol{k})(\partial \operatorname{Re}\varepsilon/\partial\omega)^{-1}$. Для изотропного распределения частиц ($\alpha = e,\ i$) продольная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega,\ \boldsymbol{k})$ имеет вид [2]

$$\varepsilon(\omega, \boldsymbol{k}) = 1 - \sum_{\alpha} \frac{4\pi e_\alpha^2}{k^2} \int dp_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial E_\alpha} \left[1 - \sum_{n} \frac{\omega J_n^2 (k_\perp v_\perp/\Omega_\alpha)}{\omega - k_\parallel v_\parallel - n\Omega_\alpha} \right], \tag{1}$$

где e_α — заряд частицы, $k_\perp$, $k_\parallel$ — перпендикулярная и параллельная к геомагнитному полю компоненты волнового вектора колебаний, $p_\alpha = m_\alpha \boldsymbol{v}$ — импульс частицы, $E_\alpha = m_\alpha v^2/2$ — их энергия, $J_n(x)$ — функция Бесселя, f_α — функция распределения Для волн с параллельной фазовой скоростью $\omega/k_\parallel = v_1$, соответствующей области надтепловых электронов, мнимая часть ε определяется исключительно электронной компонентой плазмы и составляет величину

$$\operatorname{Im}\varepsilon = \frac{8\pi^3 e^2 \omega}{m_e k_\parallel k^2} \int_0^\infty dE \sum_n \left. \frac{\partial f_e(E')}{\partial E'} \right|_{E' = E + E_n^*} J_n^2 \left(\frac{k_\perp}{\Omega_e} \sqrt{\frac{2E}{m_e}} \right). \tag{2}$$

Здесь осуществлен переход к интегрированию (1) по энергии E, $E_n^* = (m_e/2) \times$ $\times [(\omega - n\Omega_e)/k_\parallel]^2$. Поскольку $\omega \ll \Omega_e$, вклад в сумму (2) дает только член с $n=0$. При этом E_0^* минимальна и члены с $n \neq 0$ содержат производные от функции распределения в области больших (по сравнению с E_0^*) энергий, где $f_e \to 0$. Аналогично работе [1] неустойчивость может иметь место ($\operatorname{Im}\varepsilon > 0$), если участок положительной производной $f_e(E + E_0^*)$ лежит на оси энергий E в районе первого максимума функции $J_0^2\left[(k_\perp/\Omega_e)\sqrt{2E/m_e}\right]$, т. е. $(k_\perp/\Omega_e)\sqrt{2E/m_e} \approx 4$, $E + E_0^* \approx 3$ *эВ*. Отсюда можно заключить, что неустойчивыми могут быть только волны с $k_\perp > 0{,}5$ *см*$^{-1}$, т. е. при $z_e = k_\perp \rho_e \gtrsim 1$, $z_i = k_\perp \rho_i \gg 1$ ($\rho_{e,i}$ — ларморовские радиусы электронов и ионов соответственно). Последние условия устраняют возможность неустойчивости рассматриваемого типа для магнитогидродинамических волн — магнитного звука, альфвеновских и спиральных колебаний, поскольку они возможны только в холодной плазме при z_e, $z_i \to 0$. Хотя МГД волны могут и не быть чисто потенциальными, тем не менее их неустойчивость также может иметь место только при «фазировке» по энергиям участка положительной производной функции распределения с максимумом функций Бесселя, хотя и порядка $n \neq 0$, что автоматически требует конечной величины z_e, z_i.

В области кинетических ветвей колебаний с $\omega \ll \Omega_e$ необходимо рассмотреть возможность неустойчивости ионно-циклотронных волн, частоты которых определяются дисперсионным уравнением [2]

$$\mathrm{Re}\,\varepsilon = 1 + \sum_\alpha \frac{1}{k^2 r_\alpha^2}\left[1 - \sum_n \frac{\omega}{\omega - n\Omega_\alpha} e^{-z_\alpha} I_n(z_\alpha) J_+(\beta_{n\alpha})\right], \tag{3}$$

где $I_n(z)$ — модифицированная функция Бесселя, $J_+(\beta_{n\alpha}) = J_+[(\omega - n\Omega_\alpha)/k_\parallel v_\alpha]$ — функция Крампа, v_α — тепловая скорость частиц. При $\omega \ll \Omega_e$, $z_i \gg 1$, $\beta_{ne} \gg 1$ из (3) получим

$$\mathrm{Re}\,\varepsilon = 1 + \frac{1 - e^{-z_e} I_0(z_e)}{k^2 r_e^2} + \frac{1}{k^2 r_i^2}\left[1 - \frac{\omega}{k_\parallel v_i \sqrt{2\pi z_i}} \sum_n \frac{J_+(\beta_{ni})}{\beta_{ni}}\right] = 0. \tag{4}$$

Рассмотрим фиксированную циклотронную гармонику $\omega = n\Omega_i + \delta_n$, $\delta_n \ll n\Omega_i$, и предположим, что $\beta_{ni} = (\omega - n\Omega_i)/k_\parallel v_i \gg 1$. При этом вклад в (4) дает только фиксированный номер n и

$$1 + \frac{1 - e^{-z_e} I_0(z_e)}{k^2 r_e^2} + \frac{1}{k^2 r_i^2}\left[1 - \frac{n\Omega_i}{\sqrt{2\pi z_i}\,\delta_n}\right] = 0. \tag{5}$$

Легко видеть, что с точностью до множителя порядка единицы $\delta_n = n\Omega_i/\sqrt{2\pi z_i} \ll n\Omega_i$. Условие $\beta_{ni} \gg 1$ представляется в виде $n\Omega_i/k_\parallel v_i \sqrt{2\pi z_i} \gg 1$ или $(\sqrt{2\pi})^{-1} n\Omega_i/k_\parallel \times v_i k_\perp \rho_i \gg 1$. Поскольку $n\Omega_i/k_\parallel = \omega/k_\parallel = v_i$ — величина порядка 10^8 *см/с*, а $k_\perp$ — величина порядка 1 $см^{-1}$, то исходное предположение ($\beta_{ni} \gg 1$) выполняется. Таким образом, $\partial\,\mathrm{Re}\,\varepsilon/\partial\omega\big|_{\omega = n\Omega_i} = \sqrt{2\pi}\,k_\perp \rho_i / n\Omega_i k^2 r_i^2$ и

$$\frac{\gamma_n}{\omega} = -\frac{8\pi^3 e^2 n\Omega_i r_i^2}{\sqrt{2\pi} m_e k_\parallel k_\perp \rho_i} \int_0^\infty dE \left.\frac{\partial f_e}{\partial E'}\right|_{E' = E + E_0^*} J_0^2\left[(k_\perp/\Omega_e)\sqrt{2E/m_e}\right]. \tag{6}$$

Величину γ/ω можно оценить, используя теоретические расчеты [3] или экспериментальные измерения [4] функции распределения фотоэлектронов. Оценивая интеграл в (6) по максимуму, нетрудно обнаружить, что даже в самых оптимальных условиях величина γ/ω не превышает 10^{-9} (независимо от знака γ). Таким образом, даже, если и имеет место неустойчивость ионно-циклотронных колебаний на фотоэлектронах, инкремент ее ничтожно мал (меньше $10^{-6}\,c^{-1}$). Более того, столкновительный декремент затухания (оценки которого весьма затруднительны [5]) наверняка подавляет столь слабую неустойчивость.

В результате в совокупности с результатами работы [1] можно сделать вывод о том, что немонотонность функции распределения фотоэлектронов не приводит к неустойчивости каких-либо типов собственных колебаний ионосферной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. Б., Трухан А. А., Хазанов Г. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 143.
2. Александров А. Ф., Богданкевич А. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высшая школа, 1978.
3. Хазанов Г. В. Кинетика электронной компоненты плазмы верхней атмосферы — М.: Наука, 1979.
4. J. S. Lee et al. — Geophys. Res. Let., 1980, 5, № 7, p. 531.
5. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. — М.: Наука, 1975.

Иркутский государственный университет

Поступила в редакцию 11 января 1982 г.

УДК 538.574.4+538.56 : 519.25

О ПОРОГЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЗЕРКАЛА

В. Г. Лапин

Известно, что наличие флуктуаций показателя преломления среды сильно влияет на процессы параметрического взаимодействия волн [1] и, в частности, повышает их порог [2]. Наличие зеркала в стохастической среде меняет характеристики взаимодействия [3]. Ниже показано, что установка зеркала снижает порог распадного взаимодействия волн в диссипирующей среде с флуктуациями.