Краткие сообщения по физике № 4-1989 г.

УДК 533. 9

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ ПРОБОЯ ГАЗОВ В СВЕРХСИЛЬНЫХ СВЧ ПОЛЯХ

Л.Г. Глазов, А.В. Игнатьев, А.А. Рухадзе

В квазистационарном приближении исследованы спектры потенциальных и непотенциальных возмущений плазмы СВЧ пробоя газов малого давления в сверхсильных полях. Получены выражения для инкрементов НЧ потенциальной черенковской неустойчивости и непотенциальной неустойчивости, связанной с анизотропией функции распределения.

В работе /1/ исследовалась равновесная функция распределения электронов по скоростям при пробое газа малого давления ($\gamma \ll \omega_0$, γ – частота ионизации, ω_0 – частота СВЧ поля) пространственно-однородной линейно-поляризованной сверхсильной СВЧ волной, в которой энергия осцилляций электронов ϵ_0 много больше потенциала ионизации I. Функция распределения сильно анизотропна и в случае нерелятивистского движения электронов в нулевом порядке по параметру I/ϵ_0 может быть представлена в виде

$$f_{oe}(V, t) = [n_e(t)/\pi V_0]\,\eta(V_0 - |V_z|)\,\varphi(|V_z/V_0|)\,\delta(V_x)\,\delta(V_y)/\sqrt{1 - V_z^2/V_0^2} \tag{1}$$

Здесь f_{oe} – функция распределения в осциллирующей с электронами системе координат; $n_e(t)$ – концентрация электронов; $V_0 = |eE_0/m\omega_0|$ – амплитуда скорости осцилляций электрона в поле волны; ось $z \parallel E_0$; $\eta(x \geqslant 0) = 1$; $\eta(x < 0) = 0$. В /1/ приведены графики медленно меняющейся функции φ, представляющей собой выраженную в переменных V_z/V_0 функцию распределения электронов по начальным фазам их движения в поле СВЧ волны.

Специфичность вида функции распределения (1) сделала актуальной задачу исследования возможных неустойчивостей в плазме пробоя. В настоящей работе в рамках линейной теории в квазистационарном приближении (без учета роста концентрации во времени) определены спектры собственных колебаний и на их основе исследован вопрос об устойчивости плазмы. В качестве аппроксимации для функции распределения (1) использована функция равнораспределения по начальным фазам ($\varphi \equiv 1$). Считаем, что ω_0 много больше всех характерных плазменных частот (плотность существенно меньше критической), а плазма бесстолкновительная. Считая движение частиц нерелятивистским, пренебрежем влиянием магнитного поля и конечностью длины СВЧ волны, т. е. для поля накачки примем $E(t) = E_0 \sin\omega_0 t$.

Исследуем спектры потенциальных возмущений. Пренебрегая движением ионов в поле волны, имеем для парциального ионного вклада в диэлектрическую проницаемость $\delta\epsilon_i(\omega, k) = -\omega_{pi}^2/\omega^2$, где ω_{pi} – ионная плазменная частота. Парциальный электронный вклад в продольную диэлектрическую проницаемость в осциллирующей системе координат имеет вид:

$$\delta\epsilon_e(\omega, k) = -\omega_{pe}^2 S/\omega^2\,(1 - k_\parallel^2 V_0^2/\omega^2)^{3/2}, \tag{2}$$

где

$$S = \begin{cases} \operatorname{sign}(\mathrm{Re}\,\omega)\operatorname{sign}(\mathrm{Im}\,\omega) & \text{при } \mathrm{Re}\,\omega \neq 0,\ \mathrm{Im}\,\omega \neq 0, \\ 1 & \text{при } \mathrm{Re}\,\omega = 0 \text{ или } \mathrm{Im}\,\omega = 0,\ \omega^2 > k_\parallel^2 V_0^2, \\ \operatorname{sign}\omega & \text{при } \mathrm{Im}\,\omega = 0,\ \omega^2 < k_\parallel^2 V_0^2. \end{cases}$$

В формуле (2) принят следующий способ выбора корня из комплексного числа: $x^{3/2} = x\sqrt{x}$, $\sqrt{\rho e^{i\varphi}} = \rho^{1/2} e^{i\varphi/2}$, $0 \leqslant \varphi < 2\pi$. Отметим, что даже при вещественных ω при $|k_\parallel V_0| > |\omega|$ величина $\delta\epsilon_e$ является чисто мнимой. Это приводит к наличию комплексных корней дисперсионного уравнения.

Дисперсионное уравнение потенциальных колебаний плазмы, помещенной во внешнее поле, имеет две ветви решений /2/: высокочастотную (ВЧ, $\omega \sim \omega_{re}$) и низкочастотную (НЧ, $\omega \ll \omega_{re}$), где ω_{re} определяется уравнением $1 + \delta\epsilon_e(\omega_{re}, k) = 0$. В данном случае решение этого уравнения единственно действительно и равно

$$\omega_{re}^2 = k_{\|}^2 V_0^2 + (k_{\|}^2 V_0^2 \omega_{pe}^4/2)^{1/3} \sum_{\pm} [1 \pm (1 - 4\omega_{pe}^4/27k_{\|}^4 V_0^4)^{1/2}]^{1/3}, \tag{3}$$

в рассматриваемом пределе $|\omega|$, $\omega_{re} \ll \omega_0$ низко- и высокочастотные ветви колебаний описываются общим дисперсионным уравнением /2/. Пренебрегая членами $\sim \omega_{pi}^4/\omega_{pe}^4$, для ВЧ решения получаем

$$\omega^2 = \omega_{re}^2 + J_0^2(k_{\|} V_0/\omega_0)\,\omega_{pi}^2. \tag{4}$$

Влияние внешнего СВЧ поля на ВЧ колебания плазмы с функцией распределения (1) сказывается лишь в малом втором члене. Колебания со спектром (4) устойчивы, что объясняется отсутствием черенковского эффекта на электронах: фазовая скорость $|\omega/k_{\|}| > V_0$.

Принципиально иная ситуация имеет место для НЧ колебаний, которые всегда неустойчивы. Это связано с положительным наклоном функции распределения. Для всех НЧ решений дисперсионного уравнения выполняется условие $|\delta\epsilon_e(\omega, k)| \lesssim |\delta\epsilon_i(\omega, k)|$ откуда, в частности, следует $|\omega/k_{\|}| \ll V_0$. Последние два неравенства обеспечивают относительную малость инкремента неустойчивости и являются отражением коренного отличия спектров НЧ колебаний плазмы с равнораспределением по начальным фазам от их аналогов для холодной или максвелловской плазмы /2/.

Можно получить явные выражения для спектров НЧ колебаний:

$$\omega^2 = \omega_{pi}^2 [1 + iJ_0^2(k_{\|} V_0/\omega_0)\,\omega_{pe}^2 \omega_{pi}/|k_{\|} V_0|^3] \text{ при } k_{\|}^2 V_0^2 \gg \omega_{pe}^2,$$

$$\omega^2 = k_{\|}^2 V_0^2 (m/M)^{2/3} e^{\pm i\pi/3} \text{ при } k_{\|}^2 V_0^2 \lesssim \omega_{pe}^2,$$

где m/M – отношение масс электрона и иона.

Рассмотрим непотенциальные неустойчивости плазмы пробоя. Ограничимся частным случаем $kE_0 = 0$, когда потенциальные колебания устойчивы. При этом для колебаний, электрический вектор которых перпендикулярен k и E_0, дисперсионное уравнение формально совпадает со своим аналогом для плазмы в отсутствие внешнего СВЧ поля. В случае колебаний, электрический вектор которых лежит в плоскости векторов k и E_0, пренебрегая членами $\sim (m/M)^2$, аналогично рассмотрению, проведенному в /2/ для изотропной плазмы, получим следующее дисперсионное уравнение:

$$1 - \beta^2 B(\omega)\,[F(\omega - \omega_0) + F(\omega + \omega_0)] - \sum_{\pm} \frac{\beta^4 B(\omega) B(\omega \pm 2\omega_0)\,[F(\omega \pm \omega_0)]^2}{1 - \beta^2 B(\omega \pm 2\omega_0)\,[F(\omega \pm \omega_0) + F(\omega \pm 3\omega_0)] + O(\beta^4)} = 0,$$

$$B(\omega) = \frac{\omega_{pe}^2(1 - \omega_{pi}^2/\omega^2)}{4\omega^2(1 - \omega_{pe}^2/\omega^2 - \omega_{pi}^2/\omega^2)},\ F(\omega) = \frac{k^2c^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2(1 + k^2c^2\beta^2/2\omega^2) - \omega_{pi}^2 - k^2c^2}. \tag{5}$$

Так как $\beta^2 = (V_0/c)^2 \ll 1$, решение (5) возможно в следующих двух случаях: а) $|B(\omega)| \gg 1$, б) $|F(\omega)| \gg 1$. Здесь также имеются две ветви колебаний (ВЧ и НЧ), соответствующих случаю а). Спектр НЧ ветви при $|\omega_0^2 - \omega_{pe}^2 - k^2c^2| \gtrsim k^2c^2$:

$$\omega^2 = \beta^2\omega_{pi}^2 k^2c^2/2(\omega_0^2 - \omega_p^2 - k^2c^2) + O(\beta^4). \tag{6}$$

Формула (6) описывает апериодическую неустойчивость при $k^2c^2 > \omega_0^2 - \omega_p^2$.

Для ВЧ ветви можно получить решение при $|\omega_0^2 - \omega_{pe}^2 - k^2c^2| \gtrsim k^2c^2$:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \beta^2\omega_{pe}^2 k^2c^2/2(\omega_0^2 - \omega_p^2 - k^2c^2) + O(\beta^4). \tag{7}$$

Формула (7) описывает спектр устойчивых колебаний.

Спектры возмущений, отвечающих случаю б), лишь членами $\sim \beta^2$ отличаются от полученных в пренебрежении влиянием внешнего поля на поведение колебаний /1/:

$$\omega_1^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 + O(\beta^2),$$

$$\omega_2^2 = -\frac{1}{2}\beta^2 \frac{\omega_{pe}^2 k^2 c^2}{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}\left[1 - \frac{\beta^2 k^2 c^2 \omega_{pe}^2 (\omega_0^2 + k^2 c^2)}{2(\omega_0^2 - \omega_p^2)(k^2 c^2 + \omega_p^2)^2}\right] + O(\beta^6).$$

Второй из этих спектров соответствует апериодической гидродинамической неустойчивости, связанной с анизотропией функции распределения. Инкремент неустойчивости $\mathrm{Im}\,\omega \lesssim \beta\omega_{pe}/\sqrt{2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глазов Л. Г., Игнатьев А. В., Рухадзе А. А. В кн. Высокочастотный разряд в волновых полях. Горький, изд. ИПФ АН СССР, 1988, с. 198 – 211.
2. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., Наука, 1973.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 4 ноября 1988 г.
После переработки 14 февраля 1989 г.