Краткие сообщения по физике № 7 июль 1972

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ТЯЖЕЛОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Г. Г. Матевосян

Поляризационные потери энергии заряженной частицы, проходящей через плазму, помещенную в однородное высокочастотное электрическое поле $\vec{E}_0 \sin\omega_0 t$, обсуждались в работах /I/, /2/ и /3/. В работах /I/ и /2/ считалось, что частица осциллирует под влиянием ВЧ поля, а на частицы плазмы поле не оказывает влияния. В работе /3/, в отличие от работ /I/ и /2/, осцилляторным движением пробной частицы авторы пренебрегли, считая частицу достаточно тяжелой, но учитывали действие ВЧ поля на поляризационные свойства плазмы. Было показано, что при определенных условиях поляризационные потери энергии частицы, движущейся вдоль направления ВЧ поля, значительно возрастают в связи с излучением волн с частотами $|n\omega_0 \pm \omega_{Le}|$, где ω_0 – частота ВЧ поля, ω_{Le} – ленгмюровская частота электронов, n – положительное целое число.

В настоящей работе при тех же исходных предположениях, что и в работе /3/, рассмотрены поляризационные потери энергии частицы, которая движется в плазме под произвольным углом к направлению ВЧ поля. Рассмотрение ограничено случаем относительно слабых полей, так что скорость пробной частицы $\vec{u}$ больше скорости осцилляций электронов в ВЧ поле $(u/v_E > 1$, где $\vec{v}_E = e\vec{E}/m\omega_0)$. Исследована зависимость поляризационных потерь энергии от угла между скоростью пробной частицы и направлением высокочастотного поля. Показано, что в отличие от случая, рассмотренного в /3/, при определенных углах между $\vec{u}$ и $\vec{v}_E$ потери из-за наличия ВЧ поля уменьшаются.

Потери энергии заряженной частицы определяются работой силы торможения, действующей на частицу в плазме со стороны создаваемого ею электрического поля $\vec{E}$. Потери за единицу времени равны

$$W = q\vec{u}\langle\vec{E}\rangle, \tag{I}$$

где q и $\vec{u}$ – соответственно заряд и скорость частицы. Поле $\langle\vec{E}\rangle$ берется в точке нахождения заряда, а скобки означают усреднение по периоду ВЧ поля. Будем считать, что частица является нерелятивистской, а поле $\vec{E}$ потенциальным. Ионы плазмы можно считать неподвижными, если выполняется условие, что скорость частицы больше $v_E\omega_{Li}/\omega_{Le}$, где ω_{Li} – ленгмюровская частота ионов /3/. При таких условиях для потерь получаем выражение (см. /3/)

$$W = \frac{q^2}{2\pi}\int d\vec{k}\,\frac{\vec{k}\vec{u}}{k^2}\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(a)\,\mathrm{Im}\left(\frac{1}{1+\delta\varepsilon_e(n)}\right), \tag{2}$$

где J_n – функция Бесселя, $a = e(\vec{k}\vec{E}_0)/m\omega_0^2$,

$$\delta\varepsilon_e(n) = \frac{4\pi e^2}{m_e k^2}\int d\vec{v}\,\frac{\vec{k}\partial F_{e0}/\partial\vec{v}}{n\omega_0 + \vec{k}\vec{u} - \vec{k}\vec{v} + io}. \tag{3}$$

В поляризационные потери основной вклад вносят области прозрачности плазмы (см. /4/), когда $\mathrm{Im}\delta\varepsilon_e(n)\to 0$. Тогда из (2) получаем

$$W = -\frac{q^2}{2\pi}\int d\vec{k}\,\frac{\vec{k}\vec{u}}{k^2}\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(a)\,\delta\left[1 + \mathrm{Re}\delta\varepsilon_e(n)\right]\mathrm{sign}\,\mathrm{Im}\delta\varepsilon_e(n). \tag{4}$$

Функцию распределения электронов в формуле (3) будем считать максвелловской. Тогда, используя известное выражение для $\delta\varepsilon_e$ (см. /4/) и учитывая, что в области прозрачности выполнено неравенство

$$|n\omega_0 - \vec{k}\vec{u}| > kv_{Te}, \tag{5}$$

где v_{Te} – тепловая скорость электронов, запишем соотношение (4) в виде

$$W = \frac{q^2}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dk_\perp \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{k_\perp (n\omega_o - \omega_{Le})}{k_\perp^2 + (n\omega_o - \omega_{Le})^2/u^2} \times$$

$$\times J_n^2 \left| k_\perp v_E \sin\theta \sin\varphi - \frac{n\omega_o - \omega_{Le}}{u} v_E \cos\theta \right| -$$

$$- \frac{q^2}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dk_\perp \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{k_\perp (n\omega_o + \omega_{Le})}{k_\perp^2 + (n\omega_o + \omega_{Le})^2/u^2} \times$$

$$\times J_n^2 \left| k_\perp v_E \sin\theta \sin\varphi - \frac{n\omega_o + \omega_{Le}}{u} v_E \cos\theta \right|, \qquad (6)$$

где θ – угол между $\vec{u}$ и $\vec{E}_o$, который в работе /3/ считался равным нулю.

Ограничимся рассмотрением слабых полей, когда справедливо разложение функций Бесселя, и при интегрировании по $k_\perp$ введем обрезающий параметр (см. /4/) $k_o = r_D^{-1}$, где r_D – дебаевский радиус $(v_E/\omega_o < r_D)$. Тогда из формулы (6) в пределе $\omega_o \gg \omega_{Le}$ с точностью до слагаемых, пропорциональных v_E^2/u^2, получаем

$$W = -\frac{q^2\omega_{Le}^2}{u} \ln \frac{k_o u}{\omega_{Le}} - \frac{1}{2} \frac{q^2\omega_{Le}^2 v_E^2}{u^3} \left[6\ln \frac{k_o u}{\omega_o} - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_o^2} \ln \frac{k_o u}{\omega_{Le}} \right] \times$$

$$\times \left| \cos^2\theta - \frac{1}{2} \sin^2\theta \right|. \qquad (7)$$

При $\theta = 0$ это выражение совпадает с полученным в работе /3/.

Можно показать, что выражение, стоящее в квадратной скобке в формуле (7), при условии $\omega_{Le}/\omega_o < 1$ и $k_o u/\omega_{Le} < 1$ всегда положительно. Выражение же $\left| \cos^2\theta - \frac{1}{2} \sin^2\theta \right|$ меняет знак, так что при $0 \leqslant \theta \leqslant \operatorname{arctg}\sqrt{2}$ излучение волн с частотами $\omega_o \pm \omega_{Le}$ приводит к дополнительной потере энергии частицей. Наоборот, при углах $\operatorname{arctg}\sqrt{2} \leqslant \theta \leqslant \pi/2$ потери на излучение волн с частотами $\omega_o \pm \omega_{Le}$ меняют знак, и полные потери энергии частицей уменьшаются.

Поступила в редакцию
4 апреля 1972 г.

Литература

I. Т. П. Тавдгиридзе, Н. Л. Цинцадзе. ЖЭТФ 58, 975 (I970).

2. Y. Katayama. J. Phys. Soc. Japan, 31, 959 (1971).

3. Ю. М. Алиев, Л. М. Горбунов, Р. Р. Рамазашвили. ЖЭТФ, 6I, I477 (I97I).

4. В. П. Силин, А. А. Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Атомиздат, I96I г.