Известия НАН Армении, Физика, т.37, №3, с.147-149 (2002)

УДК 533.922

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦЕЙ В ПЛАЗМЕ В СВЧ ПОЛЕ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ СКОРОСТИ ЧАСТИЦЫ

Э.А. АКОПЯН, Г.Г. МАТЕВОСЯН, Р.А. ГЕВОРКЯН, А.В. ОГАНЕСЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 3 октября 2001 г.)

Получено выражение для потерь энергии тяжелой заряженной частицы в плазме, находящейся в нестационарном однородном электрическом поле, в случае, когда вектор напряженности поля перпендикулярен вектору поступательного движения частицы. Показано, что при такой ориентации потери энергии частицей монотонно уменьшаются с ростом величины амплитуды поля.

Проблемы конструирования принципиально новых ускорителей заряженных частиц, обладающих по сравнению традиционными чрезвычайно высоким темпом ускорения, и осуществления ионного термоядерного синтеза ставят изучение потерь энергии заряженной частицей, движущейся в среде при наличии внешних электромагнитных полей, в ряд с актуальными задачами современности [1].

В работе [2] найдено общее выражение для средних за период внешнего поля потерь энергии заряженной частицей, движущейся в плазме с максвелловским распределением, при наличии внешнего однородного электрического поля, в предположении, что пробная частица движется равномерно прямолинейно со скоростью $\mathbf{u}$:

$$-\frac{dW}{dt}=\frac{q^2}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\int d\mathbf{k}\,\frac{\mathbf{ku}}{k^2}\mathrm{J}_n^2(\mathbf{kr}_E)\,\delta\left[1-\frac{\omega_{Le}^2}{(n\omega_0+\mathbf{ku})^2}\right]\mathrm{sign}\left[\delta\varepsilon_e''(n)\right]\,, \qquad (1)$$

где W – кинетическая энергия частицы, q – ее заряд, $\mathbf{E}_0$ и ω_0 – напряженность и частота поля, вектор $\mathbf{r}_E=e\mathbf{E}_0/m\omega_0^2$, e и m – заряд и масса электрона, ω_{Le} – ленгмюровская частота электронов плазмы, $\delta\varepsilon_e''(n)$ – мнимая часть диэлектрической проницаемости, $\mathrm{J}_n(x)$ – функция Бесселя порядка n. Выражение (1) справедливо при выполнении условия $u=|\mathbf{u}|\gg \mathrm{v}_t$ (v_t – тепловая скорость электронов плазмы). В отличие от работы [2], анализ формулы (1) проведен нами для случая $\mathbf{E}_0\perp\mathbf{u}$. Интегрирование по $\mathbf{k}$ проведено в цилиндрической системе координат с осью z, направленной вдоль вектора $\mathbf{u}$. После интегрирования по k_z

выражение (1) принимает следующий вид:

$$-\frac{dW}{dt}=\frac{q^2\omega_{Le}}{2\pi u}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\int_0^1 dk_\perp\int_0^{2\pi}d\varphi\frac{(n\omega_0+\omega_{Le})k_\perp}{k_\perp^2+\left(n\dfrac{\omega_0}{\omega_{Le}}\dfrac{v_t}{u}+\dfrac{v_t}{u}\right)^2}J_n^2\left(\frac{\omega_{Le}}{v_t}k_\perp r_E\cos\varphi\right), \quad (2)$$

где $r_E=|\mathbf{r}_E|$.

Выражение (2) существенно упрощается при выполнении условия $\omega_0^2 v_t^2/\omega_{Le}^2 u^2 >> 1$:

$$-\frac{dW}{dt}=\frac{2q^2\omega_{Le}^2}{\pi u}\int_0^1 dk_\perp\int_0^{\pi/2}d\varphi\frac{k_\perp}{k_\perp^2+(v_t/u)^2}J_0^2\left(\frac{\omega_{Le}}{v_t}k_\perp r_E\cos\varphi\right)+$$
$$+\frac{4q^2\omega_{Le}^2}{\pi u}\left(\frac{u\omega_{Le}}{v_t\omega_0}\right)^2\sum_{n=1}^{\infty}\int_0^1 dk_\perp\int_0^{\pi/2}d\varphi\frac{k_\perp}{(\omega_{Le}/\omega_0)^2-n^2}J_n^2\left(\frac{\omega_{Le}}{v_t}k_\perp r_E\cos\varphi\right). \quad (3)$$

Воспользовавшись интегральным представлением функции $J_n^2(x)$ (см., например, [3]) и проведя суммирование по n, получим из формулы (3) следующее выражение:

$$-\frac{dW}{dt}=\frac{2q^2\omega_{Le}^2}{\pi u}\int_0^1 k_\perp dk_\perp\int_0^{\pi/2}d\varphi\frac{1}{k_\perp^2+(v_t/u)^2}J_0^2\left(\frac{\omega_{Le}}{v_t}k_\perp r_E\cos\varphi\right)-\frac{2q^2\omega_{Le}^2}{\pi^2 u}\times$$
$$\times\left(\frac{u}{v_t}\right)^2\int_0^1 k_\perp dk_\perp\int_0^{\pi/2}d\varphi\int_0^{\pi}dx\,J_0\left(2k_\perp\frac{\omega_{Le}r_E}{v_t}\cos\varphi\sin x\right)\left[1-\frac{\pi a}{\sin(\pi a)}\cos[a(\pi-2x)]\right], \quad (4)$$

где $a=\omega_{Le}/\omega_0$.

После ряда преобразований и интегрирования выражение (4) примет следующий вид:

$$-\frac{dW}{dt}=\frac{2q^2\omega_{Le}^2}{\pi u}\int_0^1\frac{dx}{\sqrt{x^2+\beta^2}}J_0^2(xa\gamma)\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{1-x^2}{x^2+\beta^2}}-$$
$$-\frac{q^2\omega_{Le}^2}{\pi u\beta^2}\int_0^{\pi/2}d\varphi\left[J_0^2(a\gamma\cos\varphi)+J_1^2(a\gamma\cos\varphi)\right]\left[1-\frac{\pi a}{\sin(\pi a)}\cos(2a\varphi)\right], \quad (5)$$

где $\beta=v_t/u$, $\gamma=\omega_0 r_E/v_t$.

На рис.1 приведена зависимость величины безразмерных потерь энергии от величины $a\gamma$ при следующих значениях параметров: $a=0.1$, $\beta=0.3$ (сплошная линия), $\beta=0.5$ (пунктирная линия).

Как видно на рис.1, потери энергии тяжелой частицей убывают с возрастанием амплитуды внешнего поля и становятся сравнительно малыми относительно боровских потерь уже при небольших значениях

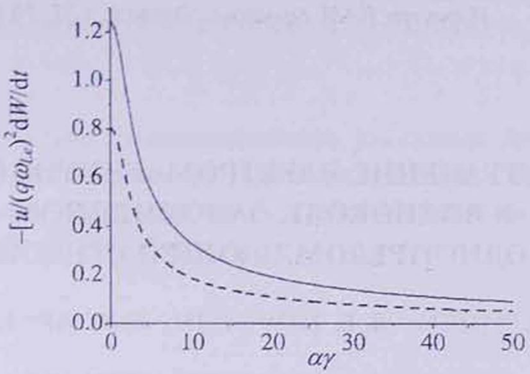

Рис.1. Зависимость потерь энергии заряженной частицей от интенсивности внешнего поля при $a = 0.1$, $\beta = 0.3$ (сплошная линия), $\beta = 0.5$ (пунктирная линия).

величины γ. Из сравнения наших результатов с данными [2] вытекает, что при прочих равных условиях величина и знак потерь энергии тяжелой заряженной частицы в плазме сильно зависят от угла между вектором поступательного движения частицы и вектором напряженности внешнего электрического поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. **H.B.Nersisyan and E.A.Hakobyan.** Phys. Lett. A, **248**, 323 (1999).
2. **Ю.М.Алиев, Л.М.Горбунов, Р.Р.Рамазашвили.** ЖЭТФ, **61**, 1477 (1971).
3. **И.С.Градштейн, И.М.Рыжик.** Таблицы интегралов, рядов, сумм, произведений. М., Наука, 1971.

ԳԲՀ ԴԱՇՏԻՆ ՈՒՂՂԱՀԱՅԱՑ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Է.Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Հ.Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ, Ռ.Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ա.Վ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ոչ ստացիոնար, համասեռ էլեկտրական դաշտում շարժվող լիցքավորված մասնիկի էներգիայի կորուստների համար ստացված է արտահայտություն այն դեպքում, երբ դաշտի լարվածության վեկտորը ուղղահայաց է մասնիկի շարժման ուղղությանը:

ENERGY LOSSES OF A CHARGED PARTICLE IN A PLASMA IN THE PRESENCE OF A MICROWAVE FIELD TRANSVERSE TO THE PARTICLE VELOCITY

E.A. HAKOBYAN, H.H. MATEVOSYAN, R.A. GEVORKYAN, A.V. HOVHANNISYAN

An expression for energy losses of a charged particle in a plasma in the presence of a non-stationary homogeneous electric field is derived. The electric field is directed across to the particle progressive velocity. In this case particle energy losses decrease monotonously with the increasing amplitude of the field.