ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-451(58)-80

К.З.АЦАГОРЦЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В СИЛЬНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ЕРЕВАН

ЕФИ-451(58)-80

K.Z.ATSAGORTSIAN, S.S.ELBAKIAN

POLARIZATION LOSSES OF CHARGED PARTICLE IN PLASMA PLACED IN STRONG HIGH-FREQUENCY CIRCULAR POLARIZATION FIELD

The polarization losses of the charged nonrelativistic particle passing through plasma placed in the high frequency circular polarization field are considered. The influence of the external field both on variation of the plasma dispersion properties and on the probe particle motion is taken into account. It is shown that when the particle motion is normal to the polarization plane of the high -frequency field, the decrease of the particle energy losses both for weak and strong fields takes place. The variation of the particle motion trajectory results in even more decrease of losses for the positron, whereas for the electron the both effects compensate each other.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1980

ЕФИ-451(58)-80

УДК.533.9

К.З.АЦАГОРЦЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В СИЛЬНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Рассмотрены поляризационные потери заряженной нерелятивистской частицы, проходящей через плазму, помещенную в высокочастотное электрическое поле круговой поляризации. Учтено влияние внешнего поля как на изменение дисперсионных свойств плазмы, так и на движение пробной частицы. Показано, что при движении частицы перпендикулярно плоскости поляризации ВЧ поля происходит уменьшение потерь энергии частицы как для слабых, так и для сильных полей. Причем изменение траектории движения частиц приводит для позитрона к еще большему уменьшению потерь, а для электрона оба эффекта компенсируют друг друга.

Ереванский физический институт

Ереван 1980

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-451(58)-80

К.З.АЦАГОРЦЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В СИЛЬНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Ереван 1980

Вопрос о поляризационных потерях энергии заряженной нерелятивистской частицы, проходящей через плазму, помещенную в однородное высокочастотное (ВЧ) линейно поляризованное электрическое поле $\vec{E}_0 \sin \omega_0 t$ рассматривался в работах [1-4]. Авторы работы [1] считали, что частица осциллирует под влиянием ВЧ поля, а на частицы плазмы поле не оказывает влияния. В работах [2-4], считая частицу достаточно тяжелой, пренебрегают ее осцилляторным движением, но учитывают изменение поляризационных свойств плазмы, причем в работе [3] ограничиваются лишь случаем слабых полей.

В настоящей работе учтено действие ВЧ поля круговой поляризации как на движение пробной частицы, так и на поляризационные свойства плазмы. Показано, что при движении тяжелой частицы перпендикулярно плоскости поляризации ВЧ поля происходит уменьшение потерь энергии как для слабых, так и для сильных полей. Учет же изменения траектории легких частиц из-за влияния ВЧ поля приводит для позитрона к еще большему уменьшению потерь, а для электрона потери остаются такими, какими они были бы в отсутствие внешнего поля, то есть одновременный учет осцилляторного движения пробной частицы и частиц плазмы приводит к компенсации обоих эффектов.

Среднее изменение энергии частицы в единицу времени определяется работой, которую производит над этой частицей создаваемое ею в плазме электрическое поле $\vec{E}$:

$$W = q \langle \vec{u}\, \vec{E} \rangle , \tag{1}$$

где q , $\vec{u}$ - соответственно заряд и скорость пробной частицы, $\langle \ldots \rangle$ - усреднение по периоду ВЧ поля.

Во внешнем ВЧ поле $\vec{E}_0$

$$E_{x0} = E_0 \cos\omega_0 t , \quad E_{y0} = E_0 \sin\omega_0 t , \quad E_{z0} = 0 \tag{2}$$

скорость пробной частицы $\vec{u}$,летящей перпендикулярно направлению поляризации ВЧ поля будет:

$$u_x = u_0 \sin\omega_0 t , \quad u_y = - u_0 \cos\omega_0 t \quad u_z = u, u_0 = \frac{qE_0}{M\omega_0} \tag{3}$$

где M - масса пробной частицы.

Будем считать, что $u < c$, и поле $\vec{E}$ является потенциальным $(\vec{E} = -\nabla\varphi)$. Для определения φ используем уравнение Пуассона и линеаризованное кинетическое уравнение Власова, которые после преобразования Фурье по пространственным переменным принимают вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + i\vec{k}\vec{v} f + \frac{e}{m}\vec{E}_0 \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} - i\vec{k}\frac{e}{m}\varphi\frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} = 0 \tag{4}$$

$$k^2\varphi = 4\pi e \int d\vec{v} f + \frac{4\pi q}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{k}\vec{r}(t)} , \tag{5}$$

где $\vec{r}(t) = (x(t), y(t), z(t))$ - траектория движения пробного заряда, определяемая формулами:

$$x(t) = -\frac{u_0}{\omega_0}\cos\omega_0 t , \quad y(t) = -\frac{u_0}{\omega_0}\sin\omega_0 t , \quad z(t) = ut \tag{6}$$

Решая систему уравнений (4-5) для потерь энергии частицы в единицу времени получим следующее выражение:

$$W=\frac{q^2}{2\pi^2}\int\frac{d\vec{K}}{K^2}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\operatorname{Im}\left(\frac{1}{1+\delta\varepsilon_n}\right)J_n(a_{e0})\left[\omega J_n(a_{e0})-\frac{K_\perp U_0}{2}\left(J_{n-1}(a_{e0})+J_{n+1}(a_{e0})\right)\right] \quad (7)$$

где

$$a_{e0}=a_e-a_0; \qquad a_e=\frac{K_\perp V_e}{\omega_0}=\frac{K_\perp e E_0}{m\omega_0^2} \qquad a_0=\frac{K_\perp U_0}{\omega_0}=\frac{K_\perp q E_0}{M\omega_0^2}$$

$$\delta\varepsilon_n=\frac{4\pi e^2}{mK^2}\int\frac{d\vec{V}\;\vec{K}\,\frac{\partial f_0}{\partial\vec{V}}}{n\omega_0+\omega-\vec{K}\vec{V}+i0} \quad (8)$$

Как известно основной вклад в выражение (7) вносят области прозрачности плазмы ($\operatorname{Im}\varepsilon_n\equiv\delta\varepsilon_n''\to 0$). Поэтому в формуле (7) можно записать

$$\operatorname{Im}\left(\frac{1}{1+\delta\varepsilon_n}\right)=-\pi\delta\left[1+\operatorname{Re}\delta\varepsilon_n\right]\operatorname{sign}\operatorname{Im}\delta\varepsilon_n'' \quad (9)$$

Используя (9) проведем в (7) интегрирование по K, в результате чего получим:

$$W=-\frac{q^2\omega}{u}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\int_0^{X_m}\frac{x\,dx\;J_n(a_{e0})}{x^2+\left(n+\frac{\omega_L}{\omega_0}\right)^2}\left\{J_n(a_{e0})\left(1+n\frac{\omega_0}{\omega_L}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{\omega_0}{\omega_L}\frac{xU_0}{2u}\left[J_{n-1}(a_{e0})+J_{n+1}(a_{e0})\right]\right\} \quad (10)$$

где $x=\frac{K_\perp u}{\omega_0}$, $X_m=\frac{K_{\perp m}}{\omega_0}$, где $K_{\perp m}=r_{De}^{-1}$ максимальный переданный импульс. $r_{De}^{-1}=V_{Te}/\omega_{Le}$ (см. [2])

Из формулы (10) видно, что если в качестве пробной частицы будет электрон ($V_e=U_0$), то потери энергии его будут такими, какими были бы в отсутствии внешнего поля. Когда же $V_e\neq U_0$. формулу (10) можно переписать в виде:

$$W=-\frac{q^2\omega_{Le}^2}{u}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left(1+n\frac{\omega_0}{\omega_L}\frac{V_e}{V_e-U_0}\right)\int_0^{X_m}\frac{J_n^2(a_{e0})}{x^2+\left(n+\frac{\omega_L}{\omega_0}\right)^2}, \quad (11)$$

где $a_{eo} = \frac{x v_e}{u}\left(1 - \frac{u_o}{V_e}\right) = \frac{x V_e}{u}\left(1 - \frac{q}{e}\frac{m}{M}\right).$

В пределе слабых полей $a_{eo}^{max} \ll 1$ и при условии $\omega_o \gg \omega_{Le}$ с точностью до слагаемых пропорциональных $\left(\frac{V_e - U_o}{u}\right)^2$, получим

$$W = -\frac{q^2\omega_{Le}^2}{u}\left\{\ln\frac{K_o u}{\omega_L} - \frac{(V_e-U_o)^2}{2u^2}\left[\left(1+\frac{2V_e}{V_e-U_o}\right)\ln\frac{K_o u}{\omega_o} - \right.\right.$$

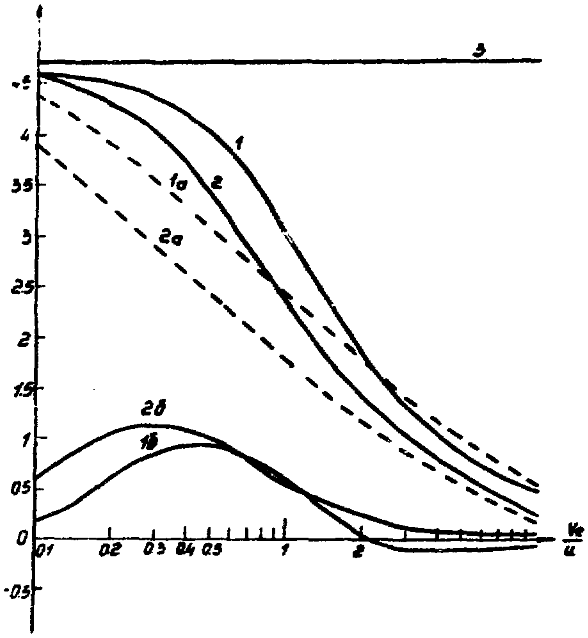
$$\left.\left. - \frac{\omega_L^2}{\omega_o^2}\ln\frac{K_o u}{\omega_L}\right]\right\} \qquad (12)$$

Первое слагаемое в этом выражении соответствует известным потерям быстрой частицей энергии на излучение ленгмюровских волн. Выражение стоящее в квадратных скобках положительно, и следовательно наличие внешнего поля приводит к уменьшению потерь энергии частицы, что при $\left(\frac{V_e}{U_o}\right)^2 \ll 1$ соответствует результатам работы [3]. В случае же сильных полей $a_{eo}^{max} \gg 1$, в формуле (11) для слагаемых удовлетворяющих условию $n < n_o \ll a_{eo}^{max}$ интегрирование можно провести до бесконечности, и как показывают оценки, слагаемые с индексом $n > n_o$ малы и ими можно пренебречь. Таким образом в случае сильных полей для потерь энергии пробной частицы получим следующее выражение:

$$W = -\frac{q^2\omega_L^2}{u}\sum_{n=-n_o}^{n_o}\left(1+n\frac{\omega_o}{\omega_{Le}}\frac{V_e}{V_e-U_o}\right)I_n\left(\left(n+\frac{\omega_L}{\omega_o}\right)\frac{(V_e-U_o)}{u}\right)K_n\left(\left(n+\frac{\omega_L}{\omega_o}\right)\frac{(V_e-U_o)}{u}\right) \qquad (13)$$

Заметим, что эта формула при $V_e = 0$ совпадает с результатами работы [2]. В формулах (11) и (13) каждый член суммы соответствует потерям частицы на возбуждение волн с частотами $|n\omega_o \pm \omega_{Le}|$. Член с нулевым индексом соответствует потерям на возбуждение ленгмюровской волны и как видно из формулы (13), он уменьшается с увеличением интенсивности внешнего поля. Вследствие этого, несмотря на дополнительные потери на излучение волн с частотами $|n\omega_0 \pm \omega_{Le}|$ $n \neq e$, полные потери оказываются меньше, чем потери в отсутствие ВЧ поля и с увеличением интенсивности внешнего поля уменьшается. Это можно увидеть также из численного расчета, результаты которого приведены на рисунке. Кривая I на рисунке соответствует полным потерям энергии тяжелой частицы ($V_e \gg U_0$). Таким образом в отличие от случая движения частиц вдоль ВЧ поля, при котором происходит увеличение потерь энергии, (результаты работы [2]), при движении тяжелой частицы перпендикулярно поляризации внешнего поля, потери значительно уменьшаются и при достаточно сильных полях стремятся к нулю. Для легких не пробных частиц $U_0 \sim V_e$, их осцилляторное движение под влиянием ВЧ поля приводит в случае позитрона к еще большему уменьшению потерь (кривая 2), а для электрона оказывается, что оба эффекта компенсируют друг друга и потери электрона остаются такими, какими они были бы в отсутствие ВЧ поля (кривая 3, см. также формулу (IO) при $V_e = U_0$).

В заключение авторы выражают благодарность А.Ц.Аматуни за обсуждения.



Зависимость поляризационных потерь частицы от интенсивности внешнего поля $\left|\frac{V_e}{u}\right| = \left|\frac{eE_0}{m\omega_0 u}\right|$. Кривые I,Iа,Iб-соответствуют потерям тяжелой частицы, кривые 2,2а,2б-потерям позитрона, кривая 3 - электрона. Кривые Iа и 2а соответствуют потерям соответственно тяжелой частицы и позитрона на возбуждение волны с частотой ω_{Le}, кривые Iб и 2б соответствуют суммарным потерям на возбуждение волн с частотами $|n\omega_0 \pm \omega_{Le}|$. Кривые I и 2 - соответствуют полным потерям энергии. $\frac{\omega_0}{\omega_{Le}}$ =I0, χ_m = I0.

Литература

1. Т.Л.Тавдгиридзе, Н.Л.Цинцадзе. ЖЭТФ, 58, 975 (1970).
2. К.М.Алиев, Л.М.Горбунов, Р.Р.Рамазашвили. ЖЭТФ, 61, 1477, 1971
3. Г.Г.Матевосян. Краткие сообщения по физике (ФИАН), 7, 13, 1972
4. Г.Г.Матевосян. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 13, 431, 1978.

Рукопись поступила 30-го октября 1980 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 892 ВФ-03422 Тираж 299

Препринт ЕФИ Формат издания 60x84/I6

Подписано к печати 26/XII-80г. 0,5 уч.изд.л. Ц. 4 к.

Издано Отделом научно-технической информации

Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2

индекс 3624