ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—189(35) (76)
SU7704158

А.Ц.АМАТУНИ, М.Р.МАГОМЕДОВ,
Э.В.СЕХПОСЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В СИЛЬНОЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

АРУС

ԵՐԵՎԱՆ 1976 ЕРЕВАН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-189(35)-76

А.Ц.АМАТУНИ, М.Р.МАГОМЕДОВ, Э.В.СЕХПОСЯН,
С.С.ЭЛБАКЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В СИЛЬНОЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Ереван 1976

Вопрос о поляризационных потерях заряженной нерелятивистской тяжелой частицы в плазме, находящейся в высокочастотном (ВЧ) внешнем электрическом поле рассматривался в работе [1] , где было показано, что имеются условия, когда поляризационные потери энергии значительно возрастают. Это увеличение потерь связано с излучением частицей большого числа волн с частотами $|n\omega_0 \pm \omega_p|$, где ω_0 - частота ВЧ поля, ω_p - - плазменная частота электронов, n - положительное целое число.

Представляет интерес рассмотрение аналогичной задачи для релятивистской заряженной частицы с точки зрения энергетической зависимости потерь от энергии частицы, так как учет нелинейного воздействия сильных внешних полей на среду может привести к изменению характера и области этой зависимости. В работе [2] , где рассматривались ионизационные потери быстрой заряженной частицы в плазме, находящейся в поле полоско-поляризованной электромагнитной волны, было показано,что потери зависят от энергии пролетающей частицы в той области высоких энергий, где потери в конденсированных средах перестают зависеть от энергии. Однако, в этой работе индуцированный в плазме ток был найден с точностью до членов пропорциональных квадрату амплитуды внешнего поля. Рассмотрение же внешнего электрического ВЧ поля позволяет получить индуцированный ток как функцию произвольной степени амплитуды этого поля. Поэтому, как и в [1] , мы будем полагать, что плазма находится в пространственно однородном высокочастотном электрическом поле

$$\vec{E}_0(t) = \vec{E}_0 \sin \omega_0 t \,. \qquad (1)$$

Предположим также, что скорость пролетающей частицы и скорости осцилляций электронов плазмы во внешнем поле существенно превышают их тепловые скорости, а частота внешнего поля ω_0 много больше частоты столкновений электронов с ионами ν_{ei}. Тогда для определения скоростей электронов плазмы $\vec{v} = \vec{u}_e(t) + \delta\vec{v}(\vec{r}, t)$ и их плотности $n = n_0 + \delta n(\vec{r}, t)$, где $\vec{u}_e(t)$ и n_0 равновесные скорость и плотность электронов во внешнем поле (1), а $\delta\vec{v}(\vec{r}, t)$ и $\delta n(\vec{r}, t)$ малые неравновесные добавки, мы можем пользоваться гидродинамическими уравнениями одножидкостной электронной плазмы (ионы считаем покоящимися). Линеаризованные уравнения для $\delta\vec{v}(\vec{r}, t)$, $\delta n(\vec{r}, t)$ и возмущенных полей $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{B}(\vec{r}, t)$ записываются в виде (см. например [3]):

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\left(\vec{u}_e \delta n\right) = -\frac{\partial}{\partial \vec{r}}\left(n_0 \delta\vec{v}\right),$$

$$\frac{\partial \delta\vec{v}}{\partial t} + \left(\vec{u}_e \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\right)\delta\vec{v} = \frac{e}{m_e}\left(\vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{u}_e \vec{B}]\right), \qquad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\left(\vec{j} + \vec{j}_{зар}\right), \qquad (3)$$

где $\vec{j} = e\,(n_o \delta \vec{V} + \vec{u}_e \delta n)$ есть индуцированный в плазме ток, $\vec{j}_{зар} = ze\vec{V}_o \delta(\vec{r} - \vec{V}_o t)$ – ток пролетающей частицы, ze –заряд, $\vec{V}_o$ –её скорость, которую во внешнем поле (1) мы считаем постоянной, а $\vec{u}_e(t)$ определяется следующей формулой

$$\vec{u}_e(t) = -\vec{V}_e \cos\omega_o t\,,$$

$$\vec{V}_e \equiv \frac{e\vec{E}_o}{m_e \omega_o}\,, \quad \frac{|\vec{V}_e|}{c} \ll 1\,, \tag{4}$$

m_e –масса электрона.

Представляя возмущенные поля $\vec{E}(\vec{r},t)$ и $\vec{B}(\vec{r},t)$ в виде

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \int e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{E}^{(n)} e^{-in\omega_o t} d\vec{k}\,,$$

$$\vec{B}(\vec{r},t) = \int e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{B}^{(n)} e^{-in\omega_o t} d\vec{k}\,, \tag{5}$$

где $\omega \equiv \vec{k}\vec{V}_o$, и используя известное разложение по функциям Бесселя *

$$e^{ia\sin n\omega_o t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a)\, e^{in\omega_o t} \tag{6}$$

получаем из (2) следующее выражение для n –ой гар –

моники индуцированного тока $\vec{j}^{(n)}$:

$$\vec{j}^{(n)} = \frac{i\omega_p^2}{4\pi} \sum_{p,r} \frac{J_{p-s}(a)\, J_{p-r}(a)}{\omega + p\omega_0} \times$$

$$\times \left\{ \vec{E}^{(r)} - \frac{(p-n)\vec{V}_e}{(\omega + p\omega_0)a} \left(\vec{K}\vec{E}^{(r)} - \frac{p-r}{ac}\vec{K}[\vec{V}_e\vec{B}^{(r)}] \right) - \right. \tag{7}$$

$$\left. - \frac{p-r}{ac}[\vec{V}_e\, \vec{B}^{(r)}] \right\},$$

где $a = \dfrac{e\vec{K}\vec{E}_0}{m_e\, \omega_0^2}$, $\omega_p = \sqrt{\dfrac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}$.

Подставляя (5) и (7) в уравнения Максвелла (3) и полагая, что внешнее поле $\vec{E}_0(t)$ направлено вдоль скорости движения релятивистской частицы V_0 по оси X, мы приходим к следующему уравнению для компоненты поля $E_x^{(s)}$ в плазме:

$$\left(K^2 - \frac{(\omega + s\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(s\omega_0)\right) E_x^{(s)} +$$

$$+ \frac{\omega_p^2 q^2}{c^2 K_x^2} \sum_{m,n} \frac{\omega_0 (m-s)}{\omega + m\omega_0} J_{m-s}(a) J_{m-n}(a) E_x^{(n)} - \tag{8}$$

$$- \frac{\omega_p^2 q^2}{c^2 K_x^2} \sum_{m,n} J_{m-s}(a)\, J_{m-n}(a) \times$$

$$\times \frac{\left(K_x^2 - \frac{(\omega + s\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(s\omega_0)\right)\omega_0(m-n)(\omega + n\omega_0)}{\left(K_x^2 - \frac{(\omega + n\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(n\omega_0)\right)(\omega + m\omega_0)^2\, \varepsilon(m\omega_0)} E_x^{(n)} +$$

$$+\frac{\omega_p^4 q^2}{c^2 K_x^2}\sum_{m,n,p,r} J_{m-s}(a)\, J_{m-n}(a)\, J_{r-n}(a)\, J_{r-p}(a)$$

$$\times\frac{\left(K_x^2-\frac{(\omega+s\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(s\omega_0)\right)\omega_0(m-n)}{\left(K_x^2-\frac{(\omega+n\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(n\omega_0)\right)(\omega+m\omega_0)^2\varepsilon(m\omega_0)(\omega+r\omega_0)}E_x^{(p)}=$$

$$=-\frac{iZe}{2\pi^2K_x}\left(K_x^2-\frac{(\omega+s\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(s\omega_0)\right)\sum_m\frac{J_m(a)J_{m-s}(a)}{\varepsilon(m\omega_0)}.$$

Здесь

$$\varepsilon(s\omega_0)=1-\frac{\omega_p^2}{(\omega+s\omega_0)^2},\quad K^2=K_x^2+q^2. \tag{9}$$

Уравнение (8) будем решать методом последовательных приближений, с параметром разложения

$$\frac{\omega_p}{\omega_0}\left(\frac{V_e}{V_0}\right)^2\ll 1. \tag{10}$$

В нулевом приближении, для поля $E_x^{(s)}$ имеем

$$E_x^{(s)}=-\frac{iZe}{2\pi^2K_x}\frac{\left(K_x^2-\frac{(\omega+s\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(s\omega_0)\right)}{\left(K^2-\frac{(\omega+s\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(s\omega_0)\right)}\sum\frac{J_m(a)J_{m-s}(a)}{\varepsilon(m\omega_0)}. \tag{11}$$

Работа поля $E_x(\vec{r}, t)$ над зарядом Ze в единицу времени, усредненная по периоду внешнего поля, дается выражением

$$\langle W \rangle = ZeV_0 \int E_x^{(0)} d\vec{K} . \qquad (12)$$

В результате интегрирования (12) мы приходим к следующему выражению для работы поля $E_x^{(0)}$ над зарядом, представляющим собой чисто поляризационные потери энергии релятивистской частицы

$$W = -\frac{Z e^2 \omega_p^2}{2V_0} \sum_n \frac{\omega_p \beta^2}{n\omega_0 + \omega_p} \left[1 + \frac{(n\omega_0 + \omega_p)^2}{\beta^2 \gamma^2 \omega_p^2}\right] \times$$

$$\times J_n^2\left(\frac{V_e}{V_0} \cdot \frac{(n\omega_0 + \omega_p)}{\omega_0}\right) \ln\left|1 + \frac{q_m^2 V_0^2}{\frac{(n\omega_0 + \omega_p)^2}{\gamma^2} + \beta^2 \omega_p^2}\right| , \qquad (13)$$

где $\omega_0 > \omega_p$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$,

$\beta^2 = V_0^2 / c^2$, $1/q_m$ - миньмальные прицельные расстояния, допускающие макроскопическое рассмотрение задачи.

В нерелятивистском пределе $V_0/C \ll 1$ формула (13) переходит в соответствующую формулу работы [1] .

В пределе слабых ВЧ полей $V_e \ll V_0$ и при условии $\omega_0 \gg \omega_p$ для интервала энергий

$$\frac{\omega_0}{q_m V_0} \ll \gamma \ll \frac{\omega_0}{\omega_p \beta} \qquad (14)$$

из формулы (13) получаем с точностью до слагаемых, пропорциональных V_e^2/V_0^2

$$W = -\frac{z^2 e^2 \omega_p^2}{V_0}\left\{\ln\frac{q_m V_0}{\omega_p} + \frac{1}{2}\frac{V_e^2}{V_0^2}\left[\frac{1}{\gamma^2}\left(3\ln\frac{q_m V_0 \gamma}{\omega_0} - 1\right) - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\ln\frac{q_m V_0}{\omega_p}\right]\right\}. \tag{15}$$

Первый член в этом выражении соответствует обычным потерям энергии релятивистской частицей на излучение плазменных волн в однородной изотропной плазме. Второе же слагаемое обязано наличию внешнего поля. В отличие от соответствующей формулы для нерелятивистского случая работы [1], это слагаемое резко зависит от энергии.

С увеличением энергии, при $\gamma \gg \frac{\omega_0}{\beta\omega_p}$ зависящий от энергии член формулы (15) быстро убывает и поляризационные потери энергии описываются первым членом формулы (15). При $\gamma \sim \omega_0/\omega_p$ зависимость потерь частицы от энергии логарифмическая (см.также [2]).

В заключение отметим, что работа сил поля E_x над зарядом в следующем приближении по параметру (10) содержит в себе черенковское излучение, испускаемое в интервале частот $0<\omega\leq 2n\omega_0\gamma^2$ при $n>0$ и $0<\omega\leq -\frac{\omega_0}{2}n$, при $n<0$, а также и переходное излучение [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.М. Алиев, Л.М.Горбунов, Р.Р.Рамазашвили. ЖЭТФ, 61, 1477, 1971.

2. А.Ц.Аматуни, К.З.Ацагорцян, Э.В.Сехпосян,С.С.Элбакян. Изв.АН Арм.ССР Физика, 11, 34, 1976.

3. В.П.Силин - Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму . Наука М.,1973.

4. В.Л.Гинзбург, В.Н.Цытович. ЖЭТФ, 65, 132, 1973.

Рукопись поступила 26-го мая 1976 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех. редактор А.С.Абрамян

Заказ 642 ВФ-03912 Тираж 299

Подписано е печати 29/УП-76г. Формат издания 30x40

0,7 уч.изд.л. Ц. 5 к.

Отпечатано на ротапринте
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2