

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО ВНЕШНЕГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

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

Рассмотрены поляризационные потери быстрой заряженной частицы в плазме, находящейся в однородном высокочастотном электрическом поле. Показано, что благодаря изменению дисперсионных свойств плазмы во внешнем поле в поляризационных потерях появляются члены, зависящие от энергии частицы, и выход поляризационных потерь на плато с ростом частоты внешнего поля происходит при более высоких энергиях.

Вопрос о потерях энергии заряженных частиц в плазме, находящейся во внешнем высокочастотном (ВЧ) электрическом поле и в поле электромагнитной волны, рассматривался в ряде работ как с точки зрения зависимости величины потерь от параметров внешнего поля [1–4], так и с точки зрения их зависимости от энергии пролетающей частицы [5, 6]. В работах [1, 2] было показано, что изменение дисперсионных свойств плазмы, помещенной в сильное ВЧ-поле, влияет на величину поляризационных потерь нерелятивистской заряженной тяжелой частицы. Были найдены условия, когда они значительно возрастают. В работе [3] учитывается влияние на поляризационные потери нерелятивистской частицы не только изменения дисперсионных свойств плазмы, но и изменения ее диссипативных свойств. В [4] исследована возможность излучения поперечных электромагнитных волн быстрой заряженной частицей, проходящей через изотропную плазму, помещенную во внешнее ВЧ-поле.

В работе [5] были рассмотрены поляризационные потери релятивистской заряженной частицы в плазме в присутствии электрического ВЧ-поля, направленного вдоль траектории частицы, и показано, что вследствие изменения дисперсионных свойств плазмы во внешнем поле потери зависят от энергии пролетающей частицы. В работе [6] исследована зависимость ионизационных потерь релятивистской заряженной частицы от ее энергии в поле плоско-поляризованной электромагнитной волны. Показано, что в этом случае при определенных условиях имеет место логарифмическая зависимость потерь от энергии частицы в той области высоких энергий, где при отсутствии внешних полей в конденсированных и газообразных средах имеет место эффект плотности Ферми.

1. В настоящей работе мы рассмотрим энергетическую зависимость поляризационных потерь релятивистской заряженной частицы в плазме, находящейся в сильном внешнем электрическом ВЧ-поле

$$E_0(t) = E_0 \sin \omega_0 t, \quad (1)$$

при разных относительных ориентациях вектора скорости пролетающей частицы $\mathbf{v}_0$ и амплитуды внешнего поля $\mathbf{E}_0$. Предполагается, что энергия осцилляций электронов плазмы во внешнем поле существенно превышает их тепловую энергию, скорость частицы v_0 значительно больше тепловых скоростей, а частота внешнего поля ω_0 много больше частоты столкновений ν_{ei} электронов с ионами.

Запишем скорости и плотности электронов плазмы в виде $\mathbf{v} = \mathbf{u}_e(t) + \delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ и $n = n_0 + \delta n(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{u}_e(t)$ и n_0 — равновесные скорость и плотность электронов во внешнем поле (1), а $\delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ и $\delta n(\mathbf{r}, t)$ — малые неравновесные добавки. В силу сделанных допущений мы можем для описания рассматриваемого процесса пользоваться гидродинамическими уравнениями одножидкостной электронной плазмы [7, 8] (ионы считаем покоящимися). Линеаризованные уравнения для $\delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, $\delta n(\mathbf{r}, t)$ и возмущенных полей $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ записываются в виде

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\mathbf{u}_e \delta n) = - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (n_0 \delta \mathbf{v}), \quad (2)$$

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

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{зар}}),$$

где $\mathbf{j} = e(n_0 \delta \mathbf{v} + \mathbf{u}_e \delta n)$ — индуцированный в плазме ток, $\mathbf{j}_{\text{зар}} = ze v_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}_0 t)$ — ток пролетающей частицы, ze — ее заряд, $\mathbf{v}_0$ — ее скорость, которую мы считаем постоянной, а $\mathbf{u}_e(t)$ определяется следующим выражением:

$$\mathbf{u}_e(t) = - \mathbf{v}_e \cos \omega_0 t, \quad (4)$$

$$v_e \equiv \frac{e E_0}{m_e \omega_0}, \quad \frac{|v_e|}{c} \ll 1,$$

где m_e — масса электрона, c — скорость света.

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

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}^{(n)} e^{-in\omega_0 t} d\mathbf{k}, \quad (5)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{B}^{(n)} e^{-in\omega_0 t} d\mathbf{k},$$

где $\omega \equiv \mathbf{k}\mathbf{v}_0$, и используя известное разложение по функциям Бесселя

$$e^{ia \sin \omega_0 t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a) e^{in\omega_0 t}, \quad (6)$$

можно получить, используя уравнения (2), следующее выражение для n -ой гармоники индуцированного тока $j^{(n)}$:

$$j^{(n)} = \frac{i\omega_p^2}{4\pi} \sum_{p,r} \frac{J_{p-n}(a) J_{p-r}(a)}{\omega + p\omega_0} \times \\ \times \left\{ E^{(r)} - \frac{(p-n) v_e}{(\omega + p\omega_0) a} \left(kE^{(r)} - \frac{p-r}{ac} k[v_e B^{(r)}] \right) - \frac{p-r}{ac} [v_e B^{(r)}], \right. \\ \left. \text{где} \right. \quad (7)$$

$$a = \frac{ekE_0}{m_e \omega_0^2}, \quad \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}.$$

Подставляя (5) в (7) в уравнения Максвелла (3), мы приходим к следующему уравнению для $E^{(n)}$:

$$\left(k^2 - \frac{(\omega + n\omega_0)^2}{c^2} \varepsilon(n\omega_0) \right) E^{(n)} - k(kE^{(n)}) - \\ - \frac{\omega_p^2}{c^2} (\omega + n\omega_0) \sum_{m,r} \frac{J_{r-n}(a) J_{r-m}(a)}{(\omega + m\omega_0)(\omega + r\omega_0)} \left\{ \omega_0(r-m) \frac{k(E_0 E^{(m)})}{(kE_0)} + \right. \\ \left. + \omega_0(r-n) \frac{E_0(kE^{(m)})}{(kE_0)} - \frac{\omega_0^2(r-n)(r-m)}{\omega + r\omega_0} k^2 \frac{E_0(E_0 E^{(m)})}{(kE_0)^2} \right\} = \\ = \frac{ize}{2\pi^2 c^2} (\omega + n\omega_0) v_0 \delta_{n0}, \quad (8)$$

где

$$\varepsilon(n\omega_0) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega + n\omega_0)^2}. \quad (9)$$

2. Рассмотрим случай, когда частица движется перпендикулярно к направлению ВЧ-поля ($v_0 \perp E_0$), полагая, что E_0 направлено вдоль оси x , а v_0 — вдоль оси z . Уравнение (8) будем решать методом последовательных приближений, приняв за параметр разложения величину

$$\frac{\omega_p}{\omega_0} \left(\frac{v_e}{v_0} \right)^2 \ll 1. \quad (10)$$

В нулевом приближении уравнение (8) приводит к следующему выражению для n -ой гармоники z -компоненты электрического поля:

$$E_z^{(n)} = \frac{ize\omega}{2\pi^2 v_0} \left\{ \frac{v_0^2 (\omega + n\omega_0) \delta_{n0}}{c^2 \omega \left(k^2 - \frac{(\omega + n\omega_0)^2}{c^2} \varepsilon(n\omega_0) \right)} - \right.$$

$$- \frac{1}{\left(k^2 - \frac{(\omega + m\omega_0)^2}{c^2} \varepsilon(m\omega_0)\right)} \sum_m \frac{J_m(a) J_{m-n}(a)}{\varepsilon(m\omega_0)} \times \\ \times \left(1 - \frac{\omega_p^2 \omega \omega_0 m}{(\omega + m\omega_0)^2 c^2 \left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)\right)}\right) \Bigg\}. \quad (11)$$

При $a = 0$ ($v_e = 0$) формула (11) переходит в обычное выражение для поля, создаваемого в плазме частицей без ВЧ-поля.

Работа поля $E_z(r, t)$ над зарядом ze в единицу времени, усредненная по периоду внешнего поля, дается выражением

$$W = ze v_0 \int E_z^{(0)} dk = \frac{z^2 e^2}{\pi^2 v_0} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{q_m} q dq \int_0^\infty \frac{\omega d\omega}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)} \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(a) \left\{ \left(1 - \frac{\omega_p^2 \omega \omega_0 m}{c^2 (\omega + m\omega_0)^2 \left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)\right)}\right) \operatorname{Im} \frac{1}{\varepsilon(m\omega_0)} - \right. \\ \left. - \frac{\omega_p^2 \omega \omega_0 m}{c^2 \varepsilon(m\omega_0) (\omega + m\omega_0)^2} \operatorname{Im} \frac{1}{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)} \right\}, \quad (12)$$

где $a = \frac{v_e q \cos \varphi}{\omega_0}$, $k^2 = k_x^2 + q^2$, $k_x = q \cos \varphi$, φ — азимутальный угол волнового вектора, $k_z = \frac{\omega}{v_0}$.

Поскольку мы практически пренебрегаем поглощением в плазме (мнимая часть $\varepsilon(\omega)$, пропорциональная частоте столкновений ν_e , мала), наибольший вклад в потери энергии в (12) вносят области прозрачности плазмы (ср. [9]). Для применимости гидродинамического приближения в областях прозрачности плазмы должно выполняться условие

$$|m\omega_0 - \omega| \gg kv_e, \quad (13)$$

где v_e определяется формулой (4).

При интегрировании выражения (12) по ω будем считать $\omega_0 \gg \omega_p$. Кроме того, интегрирование по переменной q осуществляется до значения $q_{\max}$, соответствующего максимальному переданному импульсу, определяемому из условия применимости макроскопического рассмотрения при учете малости скоростей тепловых движений электронов среды по сравнению со скоростью их осцилляции во внешнем поле. В (12) члены с $m = 0$ не содержат внешнего поля и обуславливают потери, от него не зависящие. Поэтому для них $q_{\max}^0$ подчинено обычным условиям

$$\frac{\omega_p}{v_0} \ll q_{\max}^0 \ll \frac{1}{r_D}, \quad (14)$$

где $r_D = v_{Te}/\omega_p$ — радиус Дебая, v_{Te} — средняя тепловая скорость электронов.

Члены с $m \neq 0$ пропорциональны внешнему полю, и в силу принятых условий $v_{Te} \ll v_e$ и $\omega_0 \gg \omega_p$ максимальный переданный импульс $q_{\max}$ определяется из условия

$$\frac{\omega_p}{v_0} \ll q_{\max} \ll \frac{\omega_0}{v_e}. \quad (14')$$

Заметим, что члены в (12), пропорциональные $\text{Im} \left[k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \right]^{-1}$, по конструкции соответствуют плоским поперечным волнам, распространяющимся вдоль и против направления внешнего поля. Можно показать, что после интегрирования вклад этих членов в средние потери равен нулю.

Для интегрирования выражения (12) заметим, что из условия (14') следует, что аргумент функций Бесселя a много меньше единицы, и мы можем разложить их до членов порядка a^2 включительно. Тогда вклад в сумму в формуле (12) будут вносить лишь члены с $m = 0, \pm 1$. Далее рассмотрим два случая.

1) $q_{\max} > \frac{\omega_0}{c}$ (импульс, переданный частицам среды пролетающей частицей, превышает импульс от внешнего поля).

Интегрируя (12), получаем следующее выражение для средних потерь энергии пролетающей частицы в единицу времени:

$$W = -\frac{z^2 e^2 \omega_p^2}{v_0} \left\{ \ln \frac{q_{\max}^0 v_0}{\omega_p} - \frac{1}{4} \frac{v_e^2}{v_0^2} \left[\frac{1}{\gamma^2} \left(3 \ln \frac{q_{\max} v_0 \gamma}{\omega_0} - 1 \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \ln \frac{q_{\max} v_0}{\omega_p} \right] + \frac{1}{2} \frac{v_e^2}{c^2} \left[2 \ln \frac{q_{\max} v_0 \gamma}{\omega_0} - 1 - \frac{\omega_p^2 \beta^2 \gamma^2}{\omega_0^2} \right] \right\}, \quad (15)$$

справедливое для интервала энергий

$$\frac{\omega_0}{q_{\max} v_0} \ll \gamma \ll \frac{\omega_0}{\beta \omega_p}, \quad (16)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v_0/c$.

Первый член в выражении (15) соответствует обычным потерям энергии релятивистской частицы на излучение плазменных волн в однородной изотропной плазме. Остальные слагаемые обязаны наличию внешнего поля, связаны с излучением продольных волн с частотами $\omega_0 \pm \omega_p$ и в отличие от нерелятивистского случая существенно зависят от энергии пролетающей частицы. С увеличением энергии ($\gamma \rightarrow \omega_0/(\beta \omega_p)$) второй член формулы (15) быстро убывает из-за наличия фактора γ^{-2} и преобладающий вклад в потери вносит логарифмически

зависящий от энергии член в третьем слагаемом. Член же, зависящий от γ^2 , мал вследствие условия (16).

Как видно из условия (16), при определенном подборе параметров ω_0 и ω_p мы можем попасть в область высоких энергий, где при отсутствии внешних полей в конденсированных и газообразных средах зависимость поляризационных потерь от энергии уже отсутствует (см., напр., [10, 11]), тогда как в рассмотренном случае возникает логарифмическая зависимость. Например, при частотах $\omega_0 \approx 10^{14} \text{ сек}^{-1}$ и $\omega_p \approx 10^9 \text{ сек}^{-1}$ область энергий, при которых еще сохраняется логарифмическая зависимость, простирается до $\gamma \sim 10^5$, однако абсолютная величина потерь мала в связи с малостью ω_p .

$$2) q_{\max} < \frac{\omega_0}{c}.$$

В этом случае для потерь энергии получаем следующее выражение:

$$W = -\frac{z^2 e^2 \omega_p^2}{v_0} \left\{ \ln \frac{q_{\max}^0 v_0}{\omega_p} - \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \frac{v_e^2}{v_0^2} \left[\frac{1}{\gamma^2} \left(3 \ln \frac{q_{\max} v_0 \gamma}{\omega_0} - 1 \right) - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \ln \frac{q_{\max} v_0}{\omega_p} \right] \right\}, \quad (17)$$

в котором по сравнению с (15) отсутствует последний член.

3. Рассмотрим теперь случай, когда $E_0 \parallel v_0$ и оба вектора направлены вдоль оси x . Тогда при условии (10) из уравнения (8) для l -ой гармоники x -компоненты поля $E_x^{(n)}$ можно получить следующее выражение (см. подробнее [3]):

$$E_x^{(n)} = -\frac{ize}{2\pi^2 k_x} \frac{\left(k_x^2 - \frac{(\omega + n\omega_0)^2}{c^2} \varepsilon(n\omega_0) \right)}{\left(k^2 - \frac{(\omega + n\omega_0)^2}{c^2} \varepsilon(n\omega_0) \right)} \sum_m \frac{J_m(a) J_{m-n}(a)}{\varepsilon(m\omega_0)}, \quad (18)$$

$$\text{где } a = \frac{v_e}{v_0} \frac{\omega}{\omega_0}.$$

Усредненная по периоду внешнего поля работа поля над зарядом в единицу времени при условиях $v_e/v_0 \ll 1$, $\omega_0 \gg \omega_p$ в интервале энергий (16) дается выражением

$$W = -\frac{z^2 e^2 \omega_p^2}{v_0} \left\{ \ln \frac{q_m v_0}{\omega_p} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{v_e^2}{v_0^2} \left[\frac{1}{\gamma^2} \left(3 \ln \frac{q_m v_0 \gamma}{\omega_0} - 1 \right) - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \ln \frac{q_m v_0}{\omega_p} \right] \right\}. \quad (19)$$

Сравнение этой формулы с выражением (17) показывает, что потери энергии при $E_0 \parallel v_0$ превышают потери при $E_0 \perp v_0$ в случае $q_{\max} < \omega_0/c$. При $v_0 \ll c$ формулы (17) и (19) переходят в соответствующие формулы работы [2].

Отметим, что с увеличением энергии, при $\gamma \gg \omega_0/(\beta\omega_p)$, зависимость от энергии в формулах (15), (17) и (19) теряется и потери энергии вновь выходят на плато.

Ереванский физический институт

Поступила 20.XI.1976.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Алиев, Л. М. Горбунов, Р. Р. Рамашавили. ЖЭТФ, 61, 1477 (1971).
2. Г. Г. Матевосян. Краткие сообщения по физике, № 7, 1972.
3. Б. Н. Маркеев, Б. С. Моисеев. Изв. вузов, Радиофизика, 17, 1404 (1974).
4. Ж. М. Диасамидзе, Н. А. Цинцадзе. ЖТФ, 43, 1323 (1974).
5. А. Ц. Аматауни и др. Научное сообщение ЕФИ-189 (35)-76.
6. А. Ц. Аматауни и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 34 (1976).
7. В. П. Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, Изд. Наука, М., 1973.
8. В. А. Гинзбург, А. А. Рухадзе. Волны в магнитоактивной плазме, Изд. Наука, М., 1975.
9. В. П. Силин, А. А. Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазموподобных сред, Атомиздат, М., 1961.
10. R. M. Sternheimer, R. F. Peterls. Phys. Rev., B3, 3681 (1971).
11. J. H. Cobb, W. W. M. Allison, J. N. Bunch. Oxford University, Nuclear Physics Laboratory, 67/75, 1975. W. W. M. Allison et al. Oxford University, Nuclear Physics Laboratory, 68/75, 1975.

ՌԵԶՅԱՄԵՆԱԿԱՆ ԼԻՑԷՆԶԱՎՈՐԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ՊՈԼԱՐԻԶԱՑԻՈՆ ԿՈՐՈՒՄՏՆԵՐԸ ՈՒԺԵՂ ԱՐՏԱՔԻՆ ԲԱՐՁՐ ՀԱՃԱՆԱՑԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ ՊԼԱԶՄԱՑՈՒՄ

Ա. Ց. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Մ. Ռ. ՄԱԳՈՄԵԴՈՎ, Է. Վ. ՍԵԽՐՈՍՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Դիտարկված են ուժեղ, բարձր հաճախային էլեկտրական դաշտում գտնվող պլազմայի միջով անցնող ռելյատիվիստիկ մասնիկի պոլարիզացիոն կորուստները: Ցույց է տրված, որ արտաքին դաշտում պլազմայի դիսպերսիոն հատկությունների փոփոխման հետևանքով պոլարիզացիոն կորուստների արտահայտությունը պարունակում է մասնիկի էներգիայից կախված անդամներ էներգիաների այն տիրույթում, որտեղ մասնիկի էներգիայի կորուստները խիտ և դաշտին միջավայրերում արտաքին դաշտերի բացակայության դեպքում հաստատուն են:

POLARIZATION LOSSES OF A RELATIVISTIC CHARGED PARTICLE IN PLASMA IN THE PRESENCE OF STRONG EXTERNAL HIGH FREQUENCY ELECTRIC FIELD

A. Ts. AMATUNI, M. R. MAGOMEDOV, E. V. SEKHOSYAN,
S. S. ELBAKYAN

Polarization losses of a fast charged particle in plasma in the presence of homogeneous high frequency electric field are considered. It is shown that due to the variation of plasma dispersion in the external field the terms appear in the expression for polarization losses, which depend on the particle energy and the reaching of ionization loss plateau with frequency takes place at higher energies.