Препринт над

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ - 85(74)

К.З.Ацагорян

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СЛУЧАЕ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМОПОДОБНОЙ СРЕДЫ

АРУС

ԵՐԵՎԱՆ 1974 ЕРЕВАН

Е Р Е В А Н С К И Й   Ф И З И Ч Е С К И Й   И Н С Т И Т У Т

Научное сообщение ЕФИ- 85(74)

К.З.АЦАГОРЦЯН

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СЛУЧАЕ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМОПОДОБНОЙ СРЕДЫ

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал препринтов

Ереван 1974

УДК.538.56.539.I2 Научное сообщение ЕФИ-85(74)

К.З.АЦАГОРЦЯН

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СЛУЧАЕ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМОПОДОБНОЙ СРЕДЫ

В работе вычислена интенсивность переходного излучения частицы пролетающей из плазмоподобной среды с δ -образной функцией распределения электронов в вакуум. Проанализирована также зависимость интенсивности излучения от энергии релятивистской частицы.

Ереванский физический институт
Ереван I974

Scientific Report ЕФИ-85(74)

K.Z.HATSAGORTSYAN

TRANSITION RADIATION IN THE CASE OF PLASMA WITH ANISOTROPIC DISTRIBUTION FUNCTION

A transition radiation intensity at the passage of particle from plasma with δ- like distribution of electrons to vacuum is calculated. The dependence of the radiation intensity on the energy of relativistic particle is analysed.

Yerevan Physics Institute
Yerevan, 1974

© Ереванский физический институт,1974

Задача о переходном излучении в случае плазмоподобной среды рассматривалась рядом авторов [I-5]. В работе [I] задача рассмотрена феноменологически, в работе [2] в гидродинамическом приближении, в работах [3-5] в газово-кинетическом приближении. В последнем случае не хватающее для сшивки дополнительное граничное условие на электромагнитное поле полностью заменяется граничным условием, накладываемом на функцию распределения электронов плазмы на границе с вакуумом. Обычно принимают условия зеркального или диффузного отражения электронов среды на границе [6]. В работе [3] авторы приводят выражения для интенсивности излучения в предположении зеркального отражения электронов плазмы от границы при слабой дисперсии. В работе [4] получены выражения для полей излучения в предположении как зеркального, так и диффузного отражения электронов плазмы от границы раздела. В работе [5] был рассмотрен вопрос об энергетической зависимости, а также спектральное и угловое распределение переходного излучения в плазме на продольных волнах для случая зеркального отражения электронов среды от границы. В данной работе рассматривается плазма, у которой все электроны обладают одинаковой постоянной скоростью, направленной по оси x . Такую плазму можно создать поместив ее в постоянное электрическое поле . Тогда электроны и ионы будут двигаться в противоположных направлениях, и пренебрегая движением ионов, можно считать, что электроны движутся с постоянной скоростью относительно ионов.

Пусть такая среда занимает полупространство $z \geq 0$ и заряженная частица проходит из среды в вакуум $z < 0$ со скоростью

v_0, двигаясь против оси z. Для определения поля в среде будем исходить из системы уравнений Максвелла в вакууме, дополненной кинетическим уравнением для функции распределения электронов среды $f(\vec{r},\vec{p},t)=f_0(\vec{p})+f_1(\vec{r},\vec{p},t)$ (f_0 - равновесное распределение, f_1 - неравновесная добавка; $|f_1|\ll f_0$. В качестве f_0 возьмем $f_0=N\delta(p_x-p_{x0})\delta(p_y)\delta(p_z)$, где N - плотность частиц. $N=\frac{N_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, где N_0 - плотность частиц в системе покоя электронов. Линеаризованное уравнение для неравновесной функции распределения напишем в виде:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t}+\vec{v}\frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}}+e\left\{\vec{E}+\frac{1}{c}[\vec{v}\vec{H}]\right\}\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}=0 \qquad (I)$$

здесь $\vec{E}$ и $\vec{H}$ поля в плазме, входящие в уравнения Максвелла. В уравнении (I) из-за анизотропии по скоростям равновесной функции распределения сохранен член $\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}]\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}$ [6]. На f наложены на границе условия зеркального отражения [6]. Дальнейшее решение проведем методом, использованным в работе [4] и для Фурье-компонент по x, y, z и t полей в среде получим:

$$E_x=\frac{ei(\vec{k}\vec{n})(k_x+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1)}{2\pi^2\omega\varepsilon\,(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0)}\left[\delta_+\left(\frac{\omega}{v_0}+q\right)-\delta_+\left(\frac{\omega}{v_0}-q\right)\right]-$$

$$-\frac{ic(k_x+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1)(\vec{k}[\vec{n}\vec{H}])}{\pi\omega\varepsilon\,(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0)}+\frac{i\omega[\vec{n}\vec{H}]+(\varepsilon_0+k_x\varepsilon_1)}{\pi c\varepsilon\,(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0)} \qquad (3)$$

$$E_y=\frac{ei(\vec{k}\vec{n})k_y(1-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2')}{2\pi^2\omega^2\varepsilon\,(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0)}-\frac{k_y i\omega(1-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2')(\vec{k}[\vec{n}\vec{H}])}{\pi c\varepsilon\,(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0)}-$$

$$-\frac{i\omega[\vec{n}\vec{H}]_x(\varepsilon_1+k_x\varepsilon_2')k_y}{\pi c\varepsilon(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0)}+\frac{i\omega[\vec{n}\vec{H}]_y}{\pi c(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0)},$$

где ε_1, ε_0 компоненты тензора диэлектрической проницаемости, имеющего вид

$$\varepsilon_{mn}=\begin{pmatrix}\varepsilon_{11} & k_y\varepsilon_1 & k_z\varepsilon_1\\ k_y\varepsilon_1 & \varepsilon_0 & 0\\ k_z\varepsilon_1 & 0 & \varepsilon_0\end{pmatrix} \qquad \varepsilon_0=1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2},\quad \varepsilon_1=-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{V_{x0}}{\omega-k_xV_{x0}} \qquad (4)$$

$$\varepsilon_{11}=\varepsilon_0+2k_x\varepsilon_1+\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\right)\varepsilon_2' \qquad \varepsilon_2'=-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{V_{x0}^2}{(\omega-k_xV_{x0})^2}$$

$$\varepsilon=\varepsilon_0+2k_x\varepsilon_1+\left(k_x^2-\frac{\omega^2}{c^2}\right)\varepsilon_2'$$

$$\varepsilon=1-\frac{\omega_0^2(1-\beta^2)}{(\omega-k_xV_{x0})^2}.$$

Такое же выражение тензора диэлектрической проницаемости для бесконечной плазмы было получено другим способом Гинзбургом и Рухадзе [7].

Поля в вакууме представляются в виде трехкратного интеграла Фурье [8] по $d\varkappa\,dk_z=-d\varkappa\frac{d\omega}{V_0}$. Поля излучения найдем из условий равенства на границе тангенциальных составляющих полей. В результате интенсивность переходного излучения в вакуум за все время пролета частицы равна

$$\frac{dW}{d\Omega d\omega}=\frac{e^2\beta_0^2}{\pi^2c}\frac{\cos^2\theta}{|\varepsilon\cos\vartheta+\sqrt{\varepsilon_0-\sin^2\vartheta}|}\left\{\sin^2\vartheta\left|\frac{\varepsilon-\varepsilon_0}{1-\beta_0^2\cos^2\vartheta}+\right.\right.$$

$$\left.+\frac{(\varepsilon_0-1)(1-\beta_0^2+\beta\sqrt{\varepsilon_0-\sin^2\vartheta})}{(1-\beta_0^2\cos^2\vartheta)(1-\beta_0\sqrt{\varepsilon-\sin^2\vartheta})}\right|^2+ \qquad (5)$$

$$\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\left\{\varepsilon_1^2(1-\beta_0\cos^2\theta)^2+\sin^2\vartheta\sin^2\varphi\left[\beta_0^2\varepsilon_1^2-\frac{\omega^2}{V_{x0}^2}\varepsilon_2'^2(1-\beta^2)\right]\right\}}{(1+\beta_0\cos\vartheta)^2\,|1-\beta_0\sqrt{\varepsilon_0-\sin^2\theta}|^2}+\text{ интерференц член},$$

где ϑ -угол излучения отсчитываемый от отрицательного направления оси Z, $\beta = \frac{V_{x0}}{c}$, V_{x0} - скорость электронов среды, $\beta_0 = \frac{V_0}{c}$, V_0 - скорость частицы, пролетающей через плазму.

Из этой формулы видно, что излучение как обычно имеет резкий максимум в направлении $\vartheta \sim \sqrt{1-\beta_0^2}$. Второй член в этой формуле дает интенсивность переходного излучения без пространственной дисперсии. Остальные члены являются добавочными и при $V_{x0} \to 0$ стремятся к нулю. При $\frac{\omega_0}{\omega} \approx 1$ вклад первого члена может оказаться существенным. Поэтому рассмотрим его подробнее. Проинтегрируем по углу θ по небольшому интервалу $-\delta \leq \delta \leq \delta_0$, где $\delta_0 << \sqrt{1-\beta_0^2}$.

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\beta^2}{\pi^2 c}\int_{-\delta_0}^{\delta_0}\frac{\vartheta^3 d\vartheta}{(1-\beta_0^2)^2} = \frac{e^2\frac{\omega_0^2}{\omega^2}}{\pi^2 c}\frac{\delta_0^4}{(1-\beta_0^2)^2} = \frac{e^2\omega_0^2\beta^2\delta_0^4}{\omega^2\pi^2 c}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^4. \tag{6}$$

Таким образом при малых углах $\theta \leq \delta_0 << \sqrt{1-\beta_0^2}$ интенсивность переходного излучения зависит от четвертой степени энергии, пролетающей частицы.Если же проинтегрировать по всему интервалу углов, то зависимость от энергии будет логарифмической

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c}\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\beta^2\left[\ln\frac{E}{mc^2} - 1\right]. \tag{7}$$

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.Ц.Аматуни за руководство и Э.Сехпосяну и С.Элбакяну за обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Л.Желнов. ЖЭТФ, 40, 170 (1961)
2. В.М.Яковенко. ЖЭТФ, 41, 385 (1961)
3. Э.А.Канер,В.М.Яковенко. ЖЭТФ, 42, 471 (1962)
4. А.Ц.Аматуни. ЖТФ, 34, 1354 (1964)
5. А.Ц.Аматуни,Э.В.Сехпосян, С.С.Элбакян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 9, 24 (1974)
6. В.П.Силин,А.А.Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Госатомиздат, М,1961.
7. В.Л.Гинзбург,А.А.Рухадзе. Волны в магнитоактивной плазме. Изд. "Наука",М.,1970.
8. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).

Рукопись поступила 1 июля 1974 г.

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал препринтов

Редактор Л.П.Мукаян

Заказ 0920 ВФ-03431 Тираж 300

Подписано к печати I/XI-74 г. Формат издания 30 x 40

0,5 уч.изд.л.Ц.4 к.

Отпечатано на ротапринте

Ереванского физического института, Ереван 36,пер.Маркаряна 2