

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Э. Д. Газазян, О. С. Мергелян

Переходное излучение в гиротропных диэлектриках

В работе исследованы особенности переходного излучения в гиротропной среде. Рассмотрена задача об излучении точечного заряда, пересекающего границу раздела гиротропная среда — идеальный проводник. Гиротропия диэлектрика вызвана наложением внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$.

§ 1. Поле заряда в намагниченном диэлектрике

Пусть точечная частица заряда e движется со скоростью $\vec{v}$ вдоль оси z из $-\infty$ в $+\infty$ в среде с диэлектрической постоянной ϵ (μ считаем равным 1). На среду наложено внешнее магнитное поле $\vec{H}_0$ (H_{0z}), вследствие чего материальные уравнения электромагнитного поля принимают вид [1]

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon \vec{E} + i [\vec{E} \vec{g}], \\ \vec{B} &= \vec{H}, \\ \vec{g} &= f(\omega) \vec{H}_0.\end{aligned}\tag{1.1}$$

Поле частицы описывается уравнениями (1.1) и уравнениями Максвелла, которые, если представить поля в виде тройных интегралов Фурье

$$\vec{E} = \int \vec{E}(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{r}-\omega t)} d\vec{k},\tag{1.2}$$

имеют вид

$$\begin{aligned}i [\vec{k} \vec{H}(\vec{k})] &= -i \frac{\omega}{c} \vec{D}(\vec{k}) + \frac{e\vec{v}}{2\pi^2 c}, \\ i [\vec{k} \vec{E}(\vec{k})] &= i \frac{\omega}{c} \vec{H}(\vec{k}), \\ \vec{k} \vec{H}(\vec{k}) &= 0, \\ i \vec{k} \vec{D}(\vec{k}) &= \frac{e}{2\pi^2}, \quad \omega = \vec{k} \vec{v}.\end{aligned}\tag{1.3}$$

Разложив Фурье-компоненты поля частицы на составляющие

$$\vec{E}(\vec{k}) = E_x \frac{\vec{x}}{x} + E_y \frac{\vec{y}}{y} + E_{[x y]} \frac{[\vec{x} \vec{y}]}{x y}, \quad (1.4)$$

$$\vec{k} = \vec{x} + \frac{\omega}{v^2} \vec{y},$$

из (1.1) и (1.3) получим для них следующее уравнение

$$\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\right) \vec{E} + i \frac{\omega^3}{c^2} [\vec{g} \vec{E}] - i k \frac{g}{\varepsilon} x \vec{E}_{[x y]} = \frac{i e}{2 \pi^2 \varepsilon} \left(\frac{\omega y}{c^2} \varepsilon - \vec{k}\right). \quad (1.5)$$

Из (1.5) для Фурье-компонент полей излучения имеем

$$E_x = -\frac{i e}{2 \pi^2 \varepsilon} \frac{x}{\Delta} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\right),$$

$$E_{[x y]} = \frac{e}{2 \pi^2 \varepsilon} \frac{x}{\Delta} \frac{\omega^2}{c^2} g, \quad (1.6)$$

$$\Delta = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\right)^2 + \frac{g^2}{\varepsilon^2} \left(x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\right) \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon.$$

Формулы (1.2) и (1.6) дают нам поле заряда в гиротропном диэлектрике.

§ 2. Переходное излучение

Пусть теперь плоскость $z=0$ является границей раздела среды с константами ε и $\vec{g}$ и идеальным проводником. Чтобы удовлетворить граничным условиям, полное электромагнитное поле будем искать в виде суммы полей (1.2) и (1.6), а решения однородных уравнений Максвелла в виде

$$\vec{E}' = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \int (\vec{E}_1(\vec{k}) e^{-\lambda_1 z} + \vec{E}_2 e^{-\lambda_2 z}) e^{i x p - i \omega t} d\vec{k}, \quad (2.1)$$

где

$$\lambda_{1,2} = \left\{ \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2 \pm \frac{g}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (2.2)$$

Граничные условия имеют вид

$$E_x + E_{1x} + E_{2x} = 0, \quad (2.3)$$

$$E_{[x y]} + E_{1[x y]} + E_{2[x y]} = 0$$

и, кроме того, из однородных уравнений поля имеем

$$\pm \frac{\omega}{c} n E_{1,2x} + \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2} E_{1,2[\pm v]} = 0. \quad (2.4)$$

$$n = \sqrt{\varepsilon}.$$

Из уравнений (2.3) и (2.4) для Фурье-компонент полей переходного излучения имеем

$$E_{1,2x} = -\frac{1}{2} \left(E_{\pm} \mp i \frac{c}{\omega n} \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2} E_{\pm[\pm v]} \right). \quad (2.5)$$

Представляя Δ в виде

$$\Delta = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon + \frac{g}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2} \right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \frac{g}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2} \right), \quad (2.6)$$

запишем Фурье-компоненты (2.5) следующим образом:

$$E_{1,2x} = \frac{ie}{4\pi^2\varepsilon} \frac{x}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mp \frac{g}{\varepsilon} \frac{\omega}{c} n \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2}}. \quad (2.7)$$

Интегрирование выражений (2.1) проведем с учетом того, что $g \ll \varepsilon$ и поэтому мы отбросим члены $\sim \frac{g^2}{\varepsilon^2} \ll 1$. Тогда

$$\lambda_{1,2} = \lambda \mp \frac{1}{2} \frac{g}{\varepsilon} \frac{\omega}{c} n, \quad (2.8)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2},$$

$$\frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mp \frac{g}{\varepsilon} \frac{\omega}{c} n \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2}} =$$

$$= \frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon} \left\{ 1 \pm \frac{g}{\varepsilon} \frac{\omega}{c} n \frac{\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon} \right\}.$$

После интегрирования по Φ и по x ($d\vec{k} = x dx d\Phi \frac{d\omega}{v}$), причем интегрирование по x производится методом перевала [2], имеем

$$E_r = \frac{ev}{\pi R c^2} \sin \theta \cos \theta \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\left(\frac{\omega}{c} n R - \omega t\right)}}{1 - \beta^2 \varepsilon \cos^2 \theta} \left[\cos \left(\frac{g}{2\varepsilon} \frac{\omega}{c} n R \cos \theta \right) + \right.$$

$$+ ig \frac{\beta_z^2}{1 - \beta_z^2 \cos^2 \theta} \sin \left(\frac{g}{2z} \frac{\omega}{c} nR \cos \theta \right) \Big] d\omega, \quad (2.9)$$

$$E_z = \frac{ev \sin \theta}{\pi R c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i \left(\frac{\omega}{c} nR - \omega t \right)}}{1 - \beta_z^2 \cos^2 \theta} \left[-\sin \left(\frac{g}{2z} \frac{\omega}{c} nR \cos \theta \right) + \right. \\ \left. + ig \frac{\beta_z^2}{1 - \beta_z^2 \cos^2 \theta} \cos \left(\frac{g}{2z} \frac{\omega}{c} nR \cos \theta \right) \right] d\omega.$$

Из формул (2.9) следует, что переходное излучение назад в гиротропной среде состоит из поляризованных по кругу волн, плоскость поляризации которых вращается влево, делая полный оборот на расстоянии

$$R_0 = 4\pi \frac{c}{\omega n} \frac{z}{g \cos \theta}. \quad (2.10)$$

Интенсивность его такая же, как и в случае $g = 0$, то есть в телесный угол $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ излучается энергия

$$dW = d\Omega \cdot \frac{e^2 v^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 c^3} \int_0^\pi \left| V_\varepsilon \left| \frac{1}{1 - \beta_z^2 \cos^2 \theta} \right| \right|^2 d\omega. \quad (2.11)$$

Кроме этого, имеет место и правополяризованное излучение, однако, его интенсивность ничтожно мала $\left(\sim \frac{g^2}{\varepsilon^2} \right)$.

§ 3. Излучение Вавилова—Черенкова

При интегрировании выражений (2.1) методом перевала мы не учли полюс подынтегрального выражения в точке $z = \frac{\omega}{v} \sqrt{\beta_z^2 - 1}$.

Если выполняются неравенства

$$0 \leq \beta_z^2 - 1 \leq \beta_z^2 \sin^2 \theta, \quad (3.1)$$

то этот полюс дает вклад в интеграл и описывает черенковское излучение, отраженное от границы раздела.

Плоскость поляризации отраженного черенковского поля вращается влево, делая полный оборот на расстоянии R_0 , а интенсивность его задается формулой Тамма и Франка [3]

$$\frac{dW}{dz} = -\frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta_z^2} \right) \omega d\omega,$$

то есть равна интенсивности падающего потока (отметим, что на границу раздела падала правополяризованная волна).

Есть в отраженном черенковском поле и правополяризованное излучение, но интенсивность его $\sim \frac{g^2}{\varepsilon^2}$.

В заключение авторы выражают благодарность Б. М. Болотовскому за обсуждение результатов.

ЦНИ физико-техническая лаборатория
АН Армянской ССР

Поступила 2 XI 1963

Է. Դ. Գաղաղյան, Լ. Ս. Մեղեկյան

ԱՆՅՈՒՍԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՀԻՐՈՏՐՈՊ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Աշխատության մեջ ուսումնասիրված են կետային լիցքի անցումային ճառագայթման առանձնահատկությունները իզևայական հաղորդիչ և հիբոտրոպ դիէլեկտրիկ սահմանի վրա: Հիբոտրոպիան ստեղծված է արտաքին մագնիսական դաշտի միջոցով, որն ուղղված է լիցքի շարժմանը զուգահեռ: Դիտարկված են ճառագայթման սպեկտրն ու բևեռացումը, ստացված է բանաձև՝ ճառագայթման ինտենսիվության համար:

Ցույց է տրված, որ չերենկոյան ճառագայթման պայմանի կատարման դեպքում առաջացած ճառագայթումը լիովին անդրադառնում է հաղորդչի մակերևույթից և ունի սկզբնական ճառագայթման բևեռացմանը հակառակ բևեռացում: Հաշվումները կատարված են $\frac{g}{\varepsilon} \ll 1$ մոտավորությամբ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, М., 1959.
2. Гарибян Г. М. К теории переходного излучения. ЖЭТФ, **33** 1957, 1403.
3. Франк И. М., Тамм И. Е. Когерентное излучение быстрого электрона в среде. ДАН СССР, **14** 1937, 107.