

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Э. Д. Газазян и О. С. Мергелян

Переходное излучение в гиротропном феррите

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. М. Гарибяном 30/X 1963)

В работе рассмотрено переходное излучение точечного заряда при влете его из намагниченного ферродиелектрика (обладающего магнитной гиротропией) в идеальный проводник. Рассмотрен простейший, но наиболее интересный случай движения частицы вдоль магнитного поля. Исследованы спектр и поляризация излучения. При $g=0$ результаты совпадают с известными ранее ⁽¹⁾. Пусть плоскость $z=0$ является границей раздела феррита с постоянными ϵ и μ и идеальным проводником. Вдоль оси z наложено внешнее магнитное поле H_0 , под влиянием которого феррит становится гиротропным. Материальные уравнения примут вид ⁽²⁾.

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon \vec{E}, \\ \vec{B} &= \mu \vec{H} + i [\vec{H} \vec{g}], \\ \vec{g} &= f(\omega) \vec{H}_0.\end{aligned}\tag{1}$$

Дисперсионное соотношение в такой среде для плоской волны с параметрами $\vec{k}$ и ω имеет вид

$$\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu\right)^2 + \frac{g^2}{\mu^2} \left(x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu\right) = 0\tag{2}$$

где

$$x^2 = k^2 - \frac{1}{g^2} (\vec{k} \vec{g})^2.$$

Пусть теперь в нашей среде движется вдоль оси z из $-\infty$ в $+\infty$ точечный заряд e с постоянной скоростью v , который в момент $t=0$ пересекает границу раздела с идеальным проводником. Поле заряда имеет вид

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

$$\vec{E}(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2\varepsilon} \frac{1}{\Delta} \left\{ \frac{\omega v}{c^2} \varepsilon_{\mu} \left[\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon_{\mu}} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{g^2}{\mu^2} \left(z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} \right) \right] - z \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} \right) - i \frac{[z g]}{\mu} \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} \right\}, \quad (3)$$

$$\Delta = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} \right)^2 + \frac{g^2}{\mu^2} \left(z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} \right) \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu},$$

$$\omega = k v.$$

Из дисперсионного соотношения (2) следует, что решение однородных уравнений поля состоит из суммы двух слагаемых, которые мы обозначим соответственно $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, и поля излучения будем искать в виде

$$\vec{E}' = \vec{E}_1 + \vec{E}_2,$$

$$\vec{E}_{1,2}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_{1,2}(\vec{k}) e^{i(\vec{r} \cdot \vec{k} - t_{1,2} z - \omega t)} d\vec{k}, \quad (4)$$

где

$$t_{1,2} = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} - z^2 \pm \frac{g}{\mu} \frac{\omega}{c} n \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} - z^2}, \quad (5)$$

$$n^2 = \varepsilon_{\mu}.$$

Из граничных условий имеем

$$E_z + E_{1z} + E_{2z} = 0, \\ E_{\vec{r} \cdot \vec{v}} + E_{1 \vec{r} \cdot \vec{v}} + E_{2 \vec{r} \cdot \vec{v}} = 0. \quad (6)$$

Кроме того, однородные уравнения Максвелла дают

$$-i \frac{\omega}{c} n E_{1,2z} + \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} - z^2} E_{1,2 \vec{r} \cdot \vec{v}} = 0. \quad (7)$$

Из уравнений (6) и (7) легко получить выражения для фурье-компонент полей излучения, которые имеют вид

$$E_{1,2z} = \frac{ie}{4\pi^2\varepsilon} \frac{1}{\Delta} z \left\{ k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} \pm \frac{g}{\mu} \frac{\omega}{c} n \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} - z^2} \right\}. \quad (8)$$

Представив детерминант Δ в виде

$$\Delta = \left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} + \frac{g}{\mu} \frac{\omega}{c} n \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} - z^2} \right] \times \\ \times \left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} - \frac{g}{\mu} \frac{\omega}{c} n \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} - z^2} \right], \quad (9)$$

Фурье-компоненты полей излучения запишем в виде

$$E_{1,2} = \frac{ie}{4\pi^2 z} \frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu \mp \frac{g}{\mu} \frac{\omega}{c} n \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu - k^2}} \quad (10)$$

Поля излучения имеют вид

$$E_{1,2}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_{1,2}(\vec{k}) e^{i(x\rho \cos \varphi - t_{1,2} z - \omega t)} \rho d\rho d\varphi \frac{d\omega}{v}, \quad (11)$$

где интегрирование по φ производится от 0 до 2π , по z от 0 до $+\infty$ и по ω от $-\infty$ до $+\infty$.

Выражения (11) с Фурье-компонентами (10) дают нам точные выражения для полей излучения. Для более детального их исследования будем считать $\frac{g}{\mu}$ малым и отбросим члены $\sim \frac{g^2 \varepsilon}{\mu^2} \ll 1$. Тогда

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= \left\{ \lambda \mp \frac{1}{2} \frac{g}{\mu} \frac{\omega}{c} n \right\}, \\ \lambda &= \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu - k^2}, \\ &= \frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu \mp \frac{g}{\mu} \frac{\omega}{c} n \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu - k^2}} = \\ &= \frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu} \left[1 \pm \frac{g}{\mu} \frac{\omega}{c} n \frac{\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu - k^2}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu} \right] = \eta_{1,2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Интегрирование по φ и z произведем с учетом (12)

$$E_{1,2} = -\frac{e}{2\pi v} \int \frac{x^2}{z} \eta_{1,2} J_1(x\rho) e^{-i\left(\lambda \pm \frac{1}{2} \frac{g}{\mu} \frac{\omega}{c} n\right)z - i\omega t} dx d\omega. \quad (13)$$

Введя координаты

$$\rho = R \sin \theta, \quad z = -R \cos \theta \quad (14)$$

и взяв для функций Бесселя их асимптотику, проинтегрируем (13) по x методом перевала. Тогда для полей на больших расстояниях получим

$$E_{1,2} = \frac{ev}{2\pi R c^2} \int \mu \sin \theta \cos \theta \eta_{10} e^{i\left(\frac{\omega}{c} n R - \frac{g}{2\mu} \frac{\omega}{c} n z - \omega t\right)} d\omega, \quad (15)$$

где

$$\eta_{10} = \frac{1}{1 - \beta^2 \varepsilon \mu \cos^2 \theta} \left\{ 1 + g \frac{\beta^2 \varepsilon}{1 - \beta^2 \varepsilon \mu \cos^2 \theta} \right\}, \quad (16)$$

$E_{2\varphi}$ получается из $E_{1\rho}$ заменой $g \rightarrow -g$. Введя направление φ единичным вектором $\vec{n}_\varphi = \frac{[\vec{\rho}, \vec{v}]}{\rho v}$, для $E_{1,2\varphi}$ получим

$$E_{1,2\varphi} = \int E_{1,2[\varphi]} \cos \varphi e^{i(z\varphi \cos \theta - t_{1,2} - \omega t)} r dr d\varphi \frac{d\omega}{v}. \quad (17)$$

Для полных полей получим

$$\begin{aligned} E_\varphi &= \frac{ev \sin \theta \cos \theta}{\pi R c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu e^{i\left(\frac{\omega}{c} nR - \omega t\right)}}{1 - \beta^2 \varepsilon_\mu \cos^2 \theta} \left[\cos \left(\frac{g}{2\mu} \frac{\omega}{c} nR \cos \theta \right) + \right. \\ &\quad \left. + ig \frac{\beta^2 \varepsilon}{1 - \beta^2 \varepsilon_\mu \cos^2 \theta} \sin \left(\frac{g}{2\mu} \frac{\omega}{c} nR \cos \theta \right) \right] d\omega, \\ E_\theta &= \frac{ev \sin \theta}{\pi R c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu e^{i\left(\frac{\omega}{c} nR - \omega t\right)}}{1 - \beta^2 \varepsilon_\mu \cos^2 \theta} \left[-\sin \left(\frac{g}{2\mu} \frac{\omega}{c} nR \cos \theta \right) + \right. \\ &\quad \left. + ig \frac{\beta^2 \varepsilon}{1 - \beta^2 \varepsilon_\mu \cos^2 \theta} \cos \left(\frac{g}{2\mu} \frac{\omega}{c} nR \cos \theta \right) \right] d\omega, \\ E_z &= \frac{ev \sin^2 \theta}{\pi c^2 R} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu e^{i\left(\frac{\omega}{c} nR - \omega t\right)}}{1 - \beta^2 \varepsilon_\mu \cos^2 \theta} \left[\cos \left(\frac{\omega}{c} nR \cos \theta \frac{g}{2\mu} \right) + \right. \\ &\quad \left. + i \frac{g}{2\mu \cos \theta} \left(1 + \frac{2\beta^2 \varepsilon_\mu \cos \theta}{1 - \beta^2 \varepsilon_\mu \cos^2 \theta} \right) \sin \left(\frac{\omega}{c} nR \cos \theta \frac{g}{2\mu} \right) \right] d\omega. \quad (18) \end{aligned}$$

Из формул (18) видно, что переходное излучение назад имеет 2 компоненты. Первая из них состоит из поляризованных по кругу влево волн, вектор поляризации которых имеет величину

$$E = \frac{ev \sin \theta}{\pi c^2 R} \frac{\mu}{1 - \beta^2 \varepsilon_\mu \cos^2 \theta} \quad (19)$$

и плоскость поляризации вращается влево, делая полный оборот на расстоянии

$$R_0 = 4\pi \frac{\mu}{g \cos \theta}, \quad (20)$$

где λ — длина волны излучения.

Интенсивность его в телесном угле $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ равна

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 c} \int_0^\infty V \varepsilon_\mu \left| \frac{1}{1 - \beta^2 \varepsilon_\mu \cos^2 \theta} \right|^2 d\omega. \quad (21)$$

Вторая компонента излучения, которая состоит из поляризованных эллиптически вправо волн, несущественна, так как ее интенсивность

есть величина порядка $\frac{g^2}{u^2}$ от интенсивности левополяризованных волн.

В заключение авторы выражают благодарность А. Ц. Амагунни и Б. М. Болотовскому за полезные обсуждения.

ЦНИ физико-техническая лаборатория
Академии наук Армянской ССР

Է. Դ. ԳԱԶԱՋՅԱՆ ԵՎ Ն. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Անցումային ճառագայթումը հիբրիդային ֆերիտում

Անցումային ճառագայթումը հիբրիդային լիցքի ճառագայթումը, երբ այն հատուկ է հիբրիդային ֆերիտ և իզոլյացիայի հաղորդիչ միջավայրերի սահմանը: Լիցքի շարժումը վերցված է զուգահեռ արտաքին մագնիսական դաշտին: Դիտարկված են առաջացած ճառագայթման սպեկտրն ու բևեռացումը: Ստացված է բանաձև ճառագայթման ինտենսիվության համար: Հաշվումները կատարված են $\frac{g}{u} \ll 1$ մոտավորությամբ:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Г. М. Гарибян, ЖЭТФ 33, 1403, 1957. - А. Д. Фокс, С. Е. Миллер, М. Т. Вейс, Свойства ферритов и их применение в диапазоне СВЧ, Изд. „Советское радио“, М., 1956.