ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XXXVII 1963 4

ФИЗИКА

Э. Д. Газазян и О. С. Мергелян

Излучение линейных токов в оптически активных и гиротропных средах

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Н. М. Кочаряном 16/V 1963)

В работе рассмотрено излучение линейного тока, движущегося с постоянной скоростью в изотропных оптически активных и гиротропных средах.

Получены выражения для полей и потерь энергии на излучение, исследованы спектр и поляризация возникающего излучения.

1. *Излучение тока в изотропной оптически активной среде.* Пусть ток плотности $\vec{j}$, направленный вдоль положительной оси y, движется вдоль оси z со скоростью $\vec{v}$. Среда характеризуется постоянными ε, μ и γ, где γ—постоянная гирации, характеризующая способность среды вращать плоскость поляризации электромагнитной волны. Разложим поля в двукратные интегралы Фурье

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_{\vec{k}}\, e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d\vec{k}, \tag{1}$$

где

$$\vec{k} = \vec{k}(k_x, k_z), \quad \omega = \vec{k}\vec{v}, \quad d\vec{k} = dk_x \frac{d\omega}{v}.$$

Для материальных уравнений и уравнений поля имеем [1]

$$\vec{D}_{\vec{k}} = \varepsilon \vec{E}_{\vec{k}} + \frac{i\gamma}{k} [\vec{k}\vec{E}].$$
$$\vec{B}_{\vec{k}} = \mu \vec{H}_k \tag{2}$$

и

$$i[\vec{k}\vec{H}] = -i\frac{i\omega}{c}\vec{D}_k + \frac{\vec{j}}{\pi c}, \tag{3}$$

$$i\,[\vec{k}\vec{E}] = i\,\frac{\omega\mu}{c}\,\vec{H}_{\vec{k}},$$

$$(\vec{k}\vec{H}_k) = 0,$$

$$(\vec{k}\vec{D}_{\vec{k}}) = 0.$$

Решая совместно уравнения (2) и (3), для Фурье-компонент полей получим

$$\vec{E}_{\vec{k}} = i\,\frac{\omega\mu}{\pi c^2}\,\frac{\vec{j}\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\right) + \frac{i\omega^2}{kc^2}\gamma\mu\,[\vec{k}\vec{j}\,]}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}n_1^2\right)\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}n_2^2\right)}, \tag{4}$$

где

$$n_1^2 = (\varepsilon + \gamma)\,\mu, \quad n_2^2 = (\varepsilon - \gamma)\,\mu.$$

После интегрирования по k_x имеем

$$E_x(\vec{r}, t) = E_x^+ + E_x^- = i\,\frac{j}{2vc}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{1}{n_1 S_1}e^{i\left(\frac{\omega}{v}S_1 x + \frac{\omega}{v}z - \omega t\right)} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{n^2 S_2}e^{i\left(\frac{\omega}{v}S_2 x + \frac{\omega}{v}z - \omega t\right)}\right)\mu d\omega, \tag{5}$$

$$E_y(\vec{r}, t) = E_y^+ + E_y = -\frac{j}{2c^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{1}{S_1}e^{i\left(\frac{\omega}{v}S_1 x + \frac{\omega}{v}z - \omega t\right)} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{S_2}e^{i\left(\frac{\omega}{v}S_2 x + \frac{\omega}{v}z - \omega t\right)}\right)\mu d\omega,$$

$$E_z(\vec{r}, t) = E_z^+ + E_z^- = -$$

$$- i\,\frac{j}{2cv}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{1}{n_1}e^{i\frac{\omega}{v}S_1 x + \frac{\omega}{v}z - \omega t)} + \frac{1}{n_2}e^{i\left(\frac{\omega}{v}S_2 y + \frac{\omega}{v}z - \omega t\right)}\right)\mu d\omega,$$

$$S_{1,2}^2 = \beta^2 n_{1,2} - 1, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

Первые члены в (5) описывают правополяризованное излучение, распространяющееся под углом θ_1 к движению тока, определяемым из равенства

$$\cos\theta_1 = \frac{1}{\beta n_1}. \tag{6}$$

Вторые члены относятся к испущенному током излучению, плоскость поляризации которого вращается влево, а распространяется излучение под углом θ_2, определяемым из

$$\cos\theta_2 = \frac{1}{\beta n_2}. \tag{7}$$

Потери энергии единицей длины тока на единице пути даются формулой

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{j^2}{c^2 v}\left(\int\limits_{\beta n_1 > 1} \frac{\mu}{S_1}\, d\omega + \int\limits_{\beta n_2 > 1} \frac{\mu}{S_2}\, d\omega\right). \tag{8}$$

Первый член в формуле (8) есть интенсивность правополяризованного излучения, а второй член описывает интенсивность левополяризованного излучения.

2 *Излучение тока в гиротропной среде.* Пусть теперь $\gamma = 0$, но на среду наложено внешнее магнитное поле, направленное по оси z, — $\vec{H}_0\,(H_{0z})$.

Тогда материальные уравнения примут вид ([1])

$$\begin{aligned} \vec{D}_{\vec{k}} &= \varepsilon(\vec{E}_{\vec{k}} - i\,[\vec{g}\,\vec{E}]), \\ \vec{B}_{\vec{k}} &= \mu\vec{H}, \end{aligned} \tag{9}$$

где

$\vec{g} = \vec{H}_0 \dfrac{f(\omega)}{\varepsilon(\omega)}$, где $f(\omega)$ зависит от свойств среды.

Из уравнений поля с учетом материальных уравнений для Фурье-компонент полей имеем

$$\begin{aligned} E_{x\vec{k}} &= \frac{j}{\pi}\,\frac{\omega\mu}{c^2}\, g\, \frac{k_x^2 - \dfrac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu}{(k_x^2 - k_{1x}^2)(k_x^2 - k_{2x}^2)}, \\ E_{y\vec{k}} &= i\,\frac{j}{\pi}\,\frac{\omega\mu}{c^2}\, \frac{k_x^2 - \dfrac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu}{(k_x^2 - k_{1x}^2)(k_x^2 - k_{2x}^2)}, \\ E_{z\vec{k}} &= \frac{j}{\pi}\,\frac{\omega\mu}{c^2}\, g\, \frac{\dfrac{\omega}{v} k_x}{(k_x^2 - k_{1x}^2)(k_x^2 - k_{2x}^2)}, \end{aligned} \tag{10}$$

где

$$S^2 = \beta^2\varepsilon\mu - 1.$$

$$k_{x1,2} = \frac{\omega^2}{v^2} S^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\,\frac{g^2}{2} \pm \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\,\frac{g}{2}\sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}.$$

Представив $\dfrac{1}{(k_x^2 - k_{1x}^2)(k_x^2 - k_{2x}^2)}$ в виде

$$\frac{1}{(k_x^2-k_{1x}^2)(k_x^2-k_{2x}^2)}=\frac{1}{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu g\sqrt{g^2+\frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}}\left(\frac{1}{k_x^2-k_{1x}^2}-\frac{1}{k_x^2-k_{2x}^2}\right). \tag{11}$$

Проинтегрируем выражения для полей по k_x. Интегрирование сводится к вычетам в точках $k_x=k_{x1,2}$ и в результате получим

$$E_x^{\pm}(\vec{r},t)=$$

$$=\pm i\frac{j}{v^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\left[-\left(1-\beta^2\varepsilon\mu\frac{g^2}{2}\right)\pm\beta^2\varepsilon\mu\frac{g}{2}\sqrt{g^2+\frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\right]e^{i\left(k_{1,2}x+\frac{\omega}{v}z-\omega t\right)}}{\varepsilon\sqrt{g^2+\frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\left(S^2-\beta^2\varepsilon\mu\frac{g^2}{2}\pm\beta^2\varepsilon\mu\frac{g}{2}\sqrt{g^2+\frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\right)^{1/2}}d\omega$$

$$E_y^{\pm}(\vec{r},t)=$$

$$=-\frac{j}{2c^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\left(\pm g+\sqrt{g^2+\frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\right)e^{i\left(k_{1,2}x+\frac{\omega}{v}z-\omega t\right)}}{\sqrt{g^2+\frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\left(S^2-\beta^2\varepsilon\mu\frac{g^2}{2}\pm\beta^2\varepsilon\mu\frac{g}{2}\sqrt{g^2+\frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\right)^{1/2}}\mu d\omega \tag{12}$$

$$E_z^{\pm}(\vec{r},t)=\pm i\frac{j}{v^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{\varepsilon\sqrt{g^2+\frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}}e^{i\left(k_{1,2}x+\frac{\omega}{v}t-\omega t\right)}d\omega.$$

Как видно из формул (12), ток в гиротропной среде излучает два типа волн. Поля с индексами $+$ описывают волны, поляризованные вправо, поля же с индексом $-$ описывают левополяризованное излучение.

Излучение имеет место при выполнении условий

$$\beta^2\varepsilon\mu\left(1-\frac{g^2}{2}\pm\frac{g}{2}\sqrt{g^2+\frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\right)>1, \tag{13}$$

обозначив выражение в скобках в формуле (13) через $\xi_{1,2}^2$, для углов, под которыми испускается излучение, имеем

$$\cos\theta_{1,2}=\frac{1}{\beta\xi_{1,2}\sqrt{\varepsilon\mu}}. \tag{14}$$

Потери энергии на единице пути даются вектором Пойнтинга

$$-\frac{dW}{dz}=\frac{j^2}{vc^2}\int_{\beta\xi_1\sqrt{\varepsilon\mu}>1}\mu\times$$

$$
\times \frac{g + \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon\mu}}}{\sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\left(S^2 - \beta^2\varepsilon\mu\frac{q^2}{2} + \beta^2\varepsilon\mu\frac{q}{2}\sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\right)^{1/2}}\, d\omega +
$$

$$
+ \int\limits_{\xi_2\sqrt{\varepsilon\mu} > 1} \mu \cdot \frac{-g + \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}}{\sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\left(S^2 - \beta^2\varepsilon\mu\frac{g^2}{2} + \beta^2\varepsilon\mu\frac{q}{2}\sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2\varepsilon\mu}}\right)^{1/2}}\, d\omega. \tag{15}
$$

При $g = 0$ и $\gamma = 0$ результаты совпадают с результатами работ ([2,3]).

Գ. Մ. ԳԱՐԻԲՅԱՆ ԵՎ Օ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Գծային հոսանքների ճառագայթումը օպտիկորեն ակտիվ և հիրոտրոպ միջավայրում

Աշխատության մեջ դիտարկված է գծային հոսանքի ճառագայթումը, երբ այն շարժվում է օպտիկորեն ակտիվ և հիրոտրոպ միջավայրում հաստատուն արագությամբ։

Ստացված են արտահայտություններ դաշտերի և էներգիայի կորուստների համար, ուսումնասիրված են ծագող ճառագայթման սպեկտրն ու բևեռացումը։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц.* Электродинамика сплошных сред. М., 1959. [2] *А. И. Морозов*, Вестник МГУ, 1, 1957. [3] *Г. М. Гарибян. О. С. Мергелян.* Известия АН АрмССР, XII, 5 (1959).