ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Ֆիզ.-մաթեմ. գիտություններ XVII, № 5, 1964 Физико-математические науки

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Э. Д. ГАЗАЗЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН

ИЗЛУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ИСТОЧНИКОВ, ЛЕТЯЩИХ ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА С ГИРОТРОПНЫМ ФЕРРИТОМ

В работе рассмотрено излучение линейных зарядов и токов, летящих в вакууме параллельно границе раздела с гиротропным ферритом. Рассмотрен простейший случай, когда магнитная проницаемость феррита имеет вид [3]

$$\mu_{ik}=\begin{pmatrix} \mu & 0 & 0 \\ 0 & \mu & -ig \\ 0 & ig & \mu \end{pmatrix}.$$

Такая гиротропия может быть вызвана, в частности, наложением постоянного внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси x. Задача решена для произвольного значения постоянной гирации g, а также подробно исследованы предельные случаи $g\ll\mu$ и $g\gg\mu$. Во всех случаях вычислены потери энергии на излучение и исследована поляризация излучения волн. При $g=0$ результаты совпадают с полученными в [1]—[2]. Работа может быть использована при генерировании электромагнитных волн нужной поляризации, в зависимости от степени гиротропности среды.

§ 1. Излучение линейного заряда, летящего вдоль плоской границы с гиротропным ферритом

Пусть плоскость $z=d$ разделяет вакуум ($z<d$) и феррит с постоянными ε и μ_{ik}, где

$$\mu_{ik}=\begin{pmatrix} \mu & 0 & 0 \\ 0 & \mu & -ig \\ 0 & ig & \mu \end{pmatrix} \quad z>d. \tag{1.1}$$

Нить, имеющая линейную плотность заряда ρ_0 и параллельная оси y, движется вдоль оси x со скоростью v, находясь в плоскости $z=0$.

Поле нити в вакууме имеет вид

$$\vec{E}^0=\int d\vec{k}\left(\vec{E}(\vec{k})\, e^{ik_z z}+\vec{E}'(\vec{k})\, e^{-ik_z z}\right) e^{i\frac{\omega}{v}(x-vt)}, \tag{1.2}$$

где

$$d\vec{k} = dk_z \frac{d\omega}{v}; \qquad \omega = \vec{k}\vec{v},$$

$$\vec{E}(\vec{k}) = \frac{i\rho_0}{\pi} \frac{\frac{\omega \vec{v}}{c^2} - \vec{k}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}, \qquad \lambda = i\frac{\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}, \tag{1.3}$$

а $\vec{E}'(\vec{k})$ определяется из граничных условий.

Поле в феррите ищем в виде

$$\vec{E}^{\Phi} = \int d\vec{k} \left(\vec{E}_1(\vec{k})\, e^{i\lambda_1 z} + \vec{E}_2(\vec{k})\, e^{-i\lambda_2 z}\right) e^{i\frac{\omega}{v}(x - vt)}, \tag{1.4}$$

где

$$\lambda_{1,2} = \frac{\omega}{v} S_{1,2}, \qquad S_{1,2} = \left\{ \beta^2\varepsilon\mu - 1 + \beta^2\varepsilon\mu \frac{g^2}{2\mu^2}\alpha_{1,2} \right\}^{1/2}, \tag{1.5}$$

$$\alpha_{1,2} = -1 \pm \sqrt{1 + \frac{4\mu^2}{\beta^2\varepsilon\mu g^2}}.$$

Кроме того, из однородных уравнений поля следует, что в феррите между компонентами полей имеют место следующие соотношения

$$\begin{aligned} E_{1,2x}(\vec{k}) &= -i\frac{v}{\omega}\lambda_{1,2}\alpha_{1,2}\frac{g}{2\mu}E_{1,2y}(\vec{k}), \\ E_{1,2z}(\vec{k}) &= i\alpha_{1,2}\frac{g}{2\mu}E_{1,2y}(\vec{k}). \end{aligned} \tag{1.6}$$

Из граничных условий с учетом соотношений (6) для определения Фурье-компонент полей получаем систему уравнений

$$(\lambda_1 + \mu\lambda)\, E_{1y} e^{i(\lambda_1 - k_z)d} + (\lambda_2 + \mu\lambda)\, E_{2y} e^{i(\lambda_2 - k_z)d} = 0,$$

$$\alpha_1(\lambda_1 + \varepsilon\lambda)\, E_{1y} e^{i(\lambda_1 - k_z)d} + \alpha_2(\lambda_2 + \varepsilon\lambda)\, E_{2y} e^{i(\lambda_2 - k_z)d} = -\frac{2\mu}{g}\frac{\rho_0}{\pi}\frac{\lambda(k_z + \lambda)}{k_z^2 - \lambda^2},$$

разрешая которую имеем

$$\begin{aligned} E_{1,2y}(\vec{k}) &= \pm\frac{1}{\Delta}\frac{2\mu}{g}\frac{\rho_0}{\pi}(\lambda_{2,1} + \mu\lambda)\frac{\lambda(k_z + \lambda)}{k_z^2 - \lambda^2}\, e^{i(k_z - \lambda_{1,2})d}, \\ E_{1,2x}(\vec{k}) &= \mp\frac{i\rho_0}{\pi\Delta}\frac{v}{\omega}\alpha_{1,2}\lambda_{1,2}(\lambda_{2,1} + \mu\lambda)\frac{\lambda(k_z + \lambda)}{k_z^2 - \lambda^2}\, e^{i(k_z - \lambda_{1,2})d}, \end{aligned} \tag{1.7}$$

где

$$\Delta = (\lambda_1 + \mu\lambda)(\lambda_2 + \varepsilon\lambda)\alpha_2 - (\lambda_1 - \varepsilon\lambda)(\lambda_2 + \mu\lambda)\alpha_1 =$$

$$= \frac{\omega^2}{v^2}\left\{\left(S_1 + i\mu\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)\left(S_2 + i\varepsilon\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)\alpha_2 - \right.$$

$$-\left(S_1+i\varepsilon\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)\left(S_2+i\mu\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)\alpha_1\Big\}=\frac{\omega^2}{v^2}\Delta_0. \quad (1.8)$$

После интегрирования по k_z имеем

$$E_{1,2x}=\frac{2\rho_0}{v}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{S_{1,2}\alpha_{1,2}}{\Delta_0}\left(S_{2,1}+i\mu\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)i\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\times$$

$$\times e^{i\frac{\omega}{v}S_{1,2}(z-d)+i\frac{\omega}{v}(x-vt)-\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}\,d}\,d\omega. \quad (1.9)$$

Из непрерывности тангенциальной составляющей при $z=d$ имеем

$$E_x'(\vec{k})=E_{1x}(\vec{k})+E_{2x}(\vec{k})-E_x(\vec{k})=-\frac{\rho_0}{\pi\Delta}\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\times$$

$$\times\frac{1}{k_z^2-\lambda^2}\left\{\alpha_1(\lambda_2+\mu\lambda)(\varepsilon\lambda^2-k_z\lambda_1)-\alpha_2(\lambda_1+\mu\lambda)(\varepsilon\lambda^2-k_z\lambda_2)\right\}e^{-2\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}d}. \quad (1.10)$$

Потери энергии на единице пути даются следующей формулой

$$\frac{dW}{dx}=\frac{4\rho_0^2}{v}\left(\mathrm{Re}\int\limits_{S_1^2>0}f_1(\omega)e^{-2\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}d}\,d\omega+\mathrm{Re}\int\limits_{S_2^2>0}f_2(\omega)e^{-2\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}d}\,d\omega,\right. \quad (1.11)$$

где

$$f_{1,2}=\frac{i\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\left\{\alpha_{1,2}\left(S_{2,1}+i\mu\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)\left(S_{1,2}-i\varepsilon\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)\right\}}{\Delta_0}$$

При $d=0$ формулы (1.11) переходят в соответствующие формулы работ [1], [2]. Из формулы (1.10) следует, что в гиротропной среде могут излучаться две волны, соответствующие условиям $S_{1,2}^2>0$. Идут они под углами $\vartheta_{1,2}$ к оси x, определяемыми из равенств $S_{1,2}=\mathrm{tg}\,\vartheta_{1,2}$.

Поляризация излученных волн эллиптическая.

Если вместо линейного заряда мы имеем прямой ток $\vec{j}$, то его поле имеет вид

$$E_{1,2y}^{\vec{j}}=\mp\frac{2j}{c^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\alpha_{2,1}\left(S_{2,1}+i\varepsilon\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)\mu}{\Delta_0}e^{-d\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}}\times$$

$$\times e^{i\frac{\omega}{v}S_{1,2}(z-d)+i\frac{\omega}{v}(x-vt)}\,d\omega. \quad (1.12)$$

$$E_y^{'\vec{j}} = \frac{j}{c^2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} [A_1(\omega) + A_2(\omega)]\, e^{-2d\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2} + i\frac{\omega}{v}S_{1,2}(z-d) + i\frac{\omega}{v}(x-vt)}\, d\omega,$$

где

$$A_{1,2}(\omega) = \pm \frac{\alpha_{2,1}}{\Delta_0}\left(S_{2,1} + i\varepsilon\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)\left(S_{1,2} - i\mu\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{1-\beta^2}\right).$$

Потери энергии имеют вид

$$\frac{dW}{dx} = \frac{dW_1}{dx} + \frac{dW_2}{dx},$$

где

$$\frac{dW_{1,2}}{dx} = -\frac{2j^2}{vc^2}\,\mathrm{Re}\int\limits_{S_{1,2}^2>0} A_{1,2}(\omega)\, e^{-2d\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2}}\, d\omega. \tag{1.13}$$

Перейдем к рассмотрению предельных случаев $g \ll \mu$ и $g \gg \mu$.

§ 2. Частные случаи $g \ll \mu$ и $g \gg \mu$

При $g \ll \mu$ можно пренебречь малыми членами в амплитудах полей. Это приводит к тому, что везде считается $g = 0$, кроме фаз, так как в этом случае g не влияет на интенсивность излучения, но существенно вращает плоскость поляризации излученной волны. Тогда имеем такую картину: в гиротропной среде распространяется одна волна правой круговой поляризации, интенсивность которой такая же, как и в случае $g = 0$ и имеет вид [1]

$$\begin{gathered}
\frac{dW^{\rho}}{dx} = \frac{4\rho_0^2}{v}\int\limits_{S^2>0} \frac{\varepsilon S(1-\beta^2)}{S^2 + \varepsilon^2(1-\beta^2)}\, e^{-2\frac{\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}\,d}\, d\omega, \\
\frac{dW^{\vec{j}}}{dx} = \frac{4j^2}{vc^2}\int\limits_{S^2>0} \frac{\mu S}{S^2 + \mu^2(1-\beta^2)}\, e^{-2\frac{\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}\,d}\, d\omega,
\end{gathered} \tag{2.1}$$

где

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

а плоскость поляризации излученных волн делает полный оборот на расстоянии

$$z_0 = \frac{4\pi S\mu}{g\sqrt{\varepsilon\mu}}\,\frac{c}{\omega}.$$

Если мы имеем $g \gg \mu$, то излучается только одна волна правой поляризации, для которой $S_1^2 > 0$. Для волны $S_2^2 < 0$ имеет место сильное затухание.

Физический институт ГКАЭ
ЦНИ Физико-техническая
лаборатория АН Армянской ССР

Поступила 31 III 1964

Է. Գ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

ԳԾԱՅԻՆ ԼԻՑՔԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՆՐԱՆՑ՝ ՀԻՐՈՏՐՈՊՖԵՐՐԻՏԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՍԱՀՄԱՆԻՆ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՇԱՐԺՎԵԼԻՍ

Ամփոփում

Աշխատության մեջ դիտարկված են անվերջ երկարության լիցքավորված թելի և հոսանքի ճառագայթումը, երբ նրանք շարժվում են հիրոտրոպ-ֆերրիտային միջավայրի սահմանին զուգահեռ: Հաշվված են ճառագայթման ինտենսիվությունն ու բևեռացումը: Դիտարկված են նաև հիրացիայի գործակցի երկու սահմանային դեպքերը, երբ $g \ll \mu$ և $g \gg \mu$: Ցույց է տրված, որ առաջին դեպքում ճառագայթման ինտենսիվությունը գործնականորեն չի տարբերվում իզոտրոպ դեպքից, երբ $g = 0$, իսկ ճառագայթված ալիքները բևեռացված են շրջանաձև՝ աջ. երկրորդ դեպքում, երբ $g \gg \mu$, տարածվում է միայն աջ բևեռացված ալիքը:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Морозов А. И.* Взаимодействие между движущейся заряженной струей и магнитодиэлектриком. Вестник МГУ, 1, 72, 1957.
2. *Мергелян О. С.* Излучение заряженной нити, несущей ток, при движении параллельно границе раздела сред. Известия АН Арм. ССР, серия физ.-мат. наук, 13, 3, 1960.
3. *Микаэлян А. Л.* Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. Госэнергоиздат, М.—Л., 1963.