ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XL 1965 2

ФИЗИКА

Э. Д. Газазян и О. С. Мергелян

Плоская задача излучения в волноводе, заполненном гиротропным ферритом

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. М. Гарибяном 22/VI 1964)

В работе рассмотрено излучение линейного заряда, пролетающего со сверхсветовой скоростью между двумя идеально проводящими плоскостями. Пространство между плоскостями заполнено средой, обладающей магнитной гиротропией. Вычислены потери энергии на излучение черенковских волн и исследован их спектр. Показано, что излучаемые волны имеют правую и левую эллиптическую поляризацию и дискретный спектр.

1. *Поле линейного заряда в среде, обладающей магнитной гиротропией.* Пусть заряженная нить, имеющая линейную плотность заряда ρ и параллельная оси y, движется вдоль оси z из $-\infty$ в $+\infty$ с постоянной скоростью $\vec{v}$. Окружающая среда имеет диэлектрическую проницаемость ε и магнитную проницаемость μ_{ik}, где ([1])

$$\mu_{ik}=\begin{pmatrix} \mu & -ig & 0 \\ ig & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}. \tag{1}$$

Вычислим поле, создаваемое зарядом нити в окружающей среде. Плотность тока, создаваемого нитью, имеет вид

$$\vec{j}=\rho\vec{v}\cdot\delta(x)\,\delta(z-vt), \tag{2}$$

а поле будет описываться уравнениями Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}\vec{H} &= +\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\rho\vec{v}\,\delta(x)\,\delta(z-vt), \\ \operatorname{rot}\vec{E} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div}\vec{B} &= 0, \\ \operatorname{div}\vec{D} &= 4\pi\rho\,\delta(x)\,\delta(z-vt). \end{aligned} \tag{3}$$

Представив поле нити в виде двойных интегралов Фурье

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}(k) e^{i(k_x x + \frac{\omega}{v} z - \omega t)} dk_x d\omega, \tag{3'}$$

из уравнений поля для $\vec{E}(\bar{k})$ имеем

$$E_x(\vec{k}) = \frac{i\rho}{\pi\varepsilon v^2} \frac{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\right)\left(\beta^2\varepsilon\mu - 1\right) - \frac{g^2}{\mu^2}\beta^2\varepsilon\mu\left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\right)}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\right)^2 + \frac{g^2}{\mu^2}\frac{\omega^3}{c^2}\varepsilon\mu\left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\right)}\omega, \tag{4}$$

$$E_y(\vec{k}) = -\frac{\rho}{\pi\varepsilon v}\frac{g}{\mu}\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu \frac{k_x}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\right)^2 + \frac{g^2}{\mu^2}\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu\right)},$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} + k_x^2.$$

Интегрируя по k_x выражения (3′) с Фурье-компонентами (4), получим

$$E_z(\vec{r}, t) = -\frac{\rho}{2v}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{\varepsilon\alpha}\left\{\frac{1}{S_1}c_1 e^{i\frac{\omega}{v}S_1 x} + \frac{1}{S_2}c_2 e^{i\frac{\omega}{v}S_2 x}\right\} e^{i\frac{\omega}{v}(z - vt)} d\omega, \tag{5}$$

$$E_y(\vec{r}, t) = \frac{i\rho}{v}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mu}{g}\frac{1}{\varepsilon\alpha}\left(e^{i\frac{\omega}{v}S_1 x} - e^{i\frac{\omega}{v}S_2 x}\right) e^{i\frac{\omega}{v}(z - vt)} d\omega,$$

где

$$c_{1,2} = (\alpha \mp 1)\left(\beta^2\varepsilon\mu - 1 - \frac{g^2}{\mu^2}\beta^2\varepsilon\mu\right) \pm 2,$$

$$\alpha = \sqrt{1 + \frac{4\mu^2}{g^2\beta^2\varepsilon\mu}}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad S_{1,2}^2 = \beta^2\varepsilon\mu - 1 + \frac{g^2}{2\mu^2}\beta^2\varepsilon\mu(-1 + \alpha). \tag{6}$$

Излучение, как следует из формул (5), имеет место при выполнении условий $S_{1,2}^2 > 0$ (либо одного из них, либо обоих).

Потери энергии на излучение единицей длины нити на единице пути описываются формулой:

$$\frac{dW}{dz} = \frac{\rho^2}{v}\int_{S_1^2 > 0} c_1(\omega)\frac{1}{\varepsilon\alpha S_1} d\omega + \int_{S_2^2 > 0} c_2(\omega)\frac{1}{\varepsilon\alpha S_2} d\omega. \tag{7}$$

Как видно из формул (5) — (7), излучение состоит из волн правой и левой эллиптической поляризации, которым соответствуют первый и второй члены в формуле (7).

2. *Поле и излучение в волноводе.* Пусть теперь на расстоянии $x = \pm d$ имеются две идеально проводящие плоскости, образующие плоский волновод. Отраженное от стенок волновода поле ищем в виде

$$\vec{E}' = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} \left\{ \vec{E}_1(\omega)\, e^{i\frac{\omega}{v}s_1 x} + \vec{E}_2(\omega)\, e^{-i\frac{\omega}{v}s_1 x} + \right.$$

$$\left. + \vec{E}_3(\omega)\, e^{i\frac{\omega}{v}s_2 x} + \vec{E}_4(\omega)\, e^{-i\frac{\omega}{v}s_2 x} \right\}. \tag{8}$$

Из условия обращения полных полей в нуль на стенках волновода получим

$$E_{1z}(\omega) = E_{2z}(\omega) = \frac{\rho}{4v}\frac{1}{\Delta}\left\{ \frac{\sin\left(\frac{\omega}{v}s_2 d\right)}{(\alpha+1)\, s_2 \varepsilon\alpha} \left(c_1 e^{i\frac{\omega}{v}s_1 d} + c_2 e^{i\frac{\omega}{v}s_2 d}\right) - \right.$$

$$\left. - i\,\frac{\cos\left(\frac{\omega}{v}s_2 d\right)}{\varepsilon\alpha}\left(e^{i\frac{\omega}{v}s_1 d} - e^{i\frac{\omega}{v}s_2 d}\right)\right\},$$

$$\Delta = \frac{1}{s_2(\alpha+1)}\sin\left(\frac{\omega}{v}s_2 d\right)\cos\left(\frac{\omega}{v}s_1 d\right) +$$

$$+ \frac{1}{s_1(\alpha-1)}\sin\left(\frac{\omega}{v}s_1 d\right)\cos\left(\frac{\omega}{v}s_2 d\right). \tag{9}$$

$$E_{3z}(\omega) = E_{4z}(\omega) = \frac{\rho}{4v}\frac{1}{\Delta}\left\{ \frac{\sin\left(\frac{\omega}{v}s_1 d\right)}{(\alpha-1)\, s_1 \varepsilon\alpha} \left(c_1 e^{i\frac{\omega}{v}s_1 d} + c_2 e^{i\frac{\omega}{v}s_2 d}\right) + \right.$$

$$\left. + i\,\frac{\cos\left(\frac{\omega}{v}s_1 d\right)}{\varepsilon\alpha}\left(e^{i\frac{\omega}{v}s_1 d} - e^{i\frac{\omega}{v}s_2 d}\right)\right\}.$$

Из формул (4) — (5) видно, что поле с Фурье-компонентами E_{1z} и E_{2z} дает вклад в излучение при $s_1^2 > 0$, а поле с Фурье-компонентами E_{3z} и E_{4z} при $s_2^2 > 0$.

Потери энергии единицей длины заряда на единице пути определяются тормозящей силой, действующей на заряд со стороны полного поля, и даются следующей формулой

$$\frac{dW_1}{dz} = \frac{i\rho^2}{2v}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{\Delta}\left\{\frac{\sin\left(\frac{\omega}{v}s_2 d\right)}{\varepsilon\alpha\, s_2(\alpha+1)}\left[c_1\sin\left(\frac{\omega}{v}s_1 d\right) + c_2\sin\left(\frac{\omega}{v}s_2 d\right)\right] + \right.$$

$$\left. + 2\,\frac{\cos\left(\frac{\omega}{v}c_2 d\right)}{\varepsilon\alpha}\sin\left(\frac{s_1+s_2}{2}\frac{\omega}{v}d\right)\sin\left(\frac{s_1-s_2}{2}\frac{\omega}{v}d\right)\right\}d\omega, \tag{10}$$

$$\frac{dW_2}{dz} = \frac{i\rho^2}{2v}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{\Delta}\left\{\frac{\sin\left(\frac{\omega}{v}s_1 d\right)}{\varepsilon\alpha s_1(\alpha-1)}\left[c_1\sin\left(\frac{\omega}{v}s_1 d\right)+c_2\sin\left(\frac{\omega}{v}s_2 d\right)\right]-\right.$$

$$\left.-2\,\frac{\cos\left(\frac{\omega}{v}s_1 d\right)}{\varepsilon\alpha}\sin\left(\frac{s_1+s_2}{2}\,\frac{\omega}{v}\,d\right)\sin\left(\frac{s_1-s_2}{2}\,\frac{\omega}{v}\,d\right)\right\}d\omega, \tag{10}$$

$$\frac{dW}{dz}=\frac{dW_1}{dz}+\frac{dW_2}{dz}.$$

Интеграл $\frac{dW_1}{dz}$ состоит из вычетов в точках, где $\Delta = 0$ и выполняется условие $s_1^2 > 0$. Он описывает интенсивность излучения правой эллиптической поляризации. Аналогично $\frac{dW_2}{dz}$ есть интенсивность левополяризованного излучения, имеющего место на частотах, удовлетворяющих условиям $\Delta = 0$ и $s_2^2 > 0$.

Как видно из сказанного выше, спектр излучения является дискретным и излучаемые частоты должны удовлетворять условиям

$$\Delta = 0, \quad s_{1,2}^2 > 0.$$

При $g \to 0$ и $d \to \infty$ результаты переходят в полученные в [2,3].

Авторы благодарны Г. М. Гарибяну за полезные советы и обсуждения.

Физический институт ГКАЭ
ЦНИ физико-техническая лаборатория
Академии наук Армянской ССР

Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ ԵՎ Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Հարթ խնդիրը հիրոտրոպ ֆերիտով լցված ալիքատարի մեջ

Աշխատության մեջ դիտարկված է այն դեպքը, երբ անվերջ երկարություն ունեցող լիցքավորված թելը շարժվում է երկու զուգահեռ անվերջ մետաղյա հարթությունների հարթ ալիքատարի առանցքով, որը լցված է հիրոտրոպ ֆերիտով։ Ցույց է տրված, որ չերենկովյան ճառագայթման պայմանի բավարարման դեպքում այդպիսի թելը ճառագայթում է էլիպտիկ՝ աջ և ձախ բևեռացված ալիքների դիսկրետ սպեկտր։ Ստացված են բանաձևեր ճառագայթման դաշտերի և ինտենսիվության համար։ Հարթությունները իրարից անսահմանորեն հեռացնելիս ստացվում է անցում ազատ տարածության խնդրին և սպեկտրը դառնում է անընդհատ։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *А. Л. Микаелян*, Ферриты на сверхвысоких частотах, М., 1963. [2] *А. И. Морозов*, Диссертация, МГУ, 1957. [3] *Г. М. Гарибян* и *О. С. Мергелян*, „Известия АН Арм ССР", физ.-мат. науки, 12, № 5 (1959).