

ИЗЛУЧЕНИЕ НЕПОДВИЖНОГО ЗАРЯДА ПРИ МГНОВЕННОМ
ИЗМЕНЕНИИ ГИРОТРОПИИ СРЕДЫ

В. А. Давыдов, В. В. Колесов.

УДК 539.12

Рассмотрено излучение неподвижного заряда при мгновенном изменении гиротропии среды. Получены выражения для спектрального и углового распределения энергии излучения.

В работе /1/ рассмотрено излучение неподвижного точечного заряда при мгновенном переходе изотропной среды в одноосный кристалл. Энергия на излучение при этом черпается от источника, создающего нестационарность в среде. Излучение движущегося заряда при переходе изотропной среды в одноосный кристалл рассматривалась в /2/. Если среда меняет свои диэлектрическую проницаемость, оставаясь изотропной, неподвижный заряд в ней не излучает. Поэтому необходимым условием излучения в этом случае является появление, либо изменение выделенного направления в среде, либо изменение свойств среды вдоль выделенного направления.

Мы исследуем возможность излучения покоящегося заряда в случае изменения гиротропии среды во времени. Это явление существенно отличается от рассмотренного в /1/ своими угловыми и поляризационными характеристиками. Рассмотрим сначала случай мгновенного появления гирации в изотропной среде. При этом материальные уравнения запишутся следующим образом:

$$\vec{D} = \epsilon_1 \vec{E}, \quad t < 0,$$

$$\vec{D} = \epsilon_2 \vec{E} + i[\vec{g}\vec{E}] = \hat{\epsilon}\vec{E}, \quad t > 0,$$

(I)

где ϵ_1, ϵ_2 соответственно, значения диэлектрической проницаемости среды до и после скачка, \vec{g} - вектор гирации (если гиротропия возникает благодаря появлению в среде магнитного поля, то вектор \vec{g} направлен по полю. Тензор $\hat{\epsilon}$ имеет вид (ось z мы направим по \vec{g}):

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_2 & -ig & 0 \\ ig & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Для вычисления полей излучения воспользуемся условиями непрерывности в момент скачка электрической индукции и ее производной по времени /3/ (магнитную проницаемость считаем равной единице):

$$\vec{D}_{-0} = \vec{D}_{+0}, \quad \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right)_{-0} = \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right)_{+0}. \quad (3)$$

Пространственные фурье-компоненты электрической индукции поля неподвижного заряда до и после скачка, соответственно, равны:

$$\vec{D}_{1\vec{k}} = -\frac{iq}{2\pi^2} \frac{\vec{k}}{k^2}, \quad \vec{D}_{2\vec{k}} = -\frac{iq}{2\pi^2} \frac{\hat{\epsilon}\vec{k}}{(k\hat{\epsilon}k)}. \quad (4)$$

В среде с тензором диэлектрической проницаемости (2) могут распространяться с различными фазовыми скоростями право- и левополяризованные волны ($g \ll \epsilon_2$) /4/. Поэтому индукция электрического поля после скачка равна:

$$\begin{aligned} \vec{D}_{\vec{k}} = & \vec{D}_{2\vec{k}} + (A_1 \exp(-ikct/n_1) + A_2 \exp(+ikct/n_1)) \left(\frac{[\vec{k}\vec{I}_z]}{k} + \right. \\ & \left. + i \frac{[\vec{k}[\vec{k}\vec{I}_z]]}{k^2} \right) + (B_1 \exp(-ikct/n_2) + B_2 \exp(+ikct/n_2)) \times \\ & \times \left(\frac{[\vec{k}\vec{I}_z]}{k} - i \frac{[\vec{k}[\vec{k}\vec{I}_z]]}{k^2} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где n_1, n_2, A_1, A_2 и B_1, B_2 , соответственно, показатели преломления и амплитуды право- и левополяризованных волн. Подставив (4), (5) в (3), получим условие, при котором система (3) имеет решение:

$$(\vec{k}(\vec{D}_1\vec{k} - \vec{D}_2\vec{k})) = 0. \quad (6)$$

Как показано в /5/, в нестационарной среде могут излучаться лишь поперечные волны. Поэтому, взяв поперечные части $\vec{D}_1\vec{k}$ и $\vec{D}_2\vec{k}$, найдем из (3) неизвестные амплитуды A_1, A_2, B_1, B_2 :

$$A_{1,2} = B_{1,2} = qg/8\pi^2 \epsilon_2 k. \quad (7)$$

Используя формулы

$$\vec{H}_{\vec{k}} = (i/ck^2) [\vec{k}(\partial\vec{D}_{\vec{k}}/\partial t)], \quad (8)$$

$$\int W_{\omega} d\omega = 2\pi^2 \int dk \vec{H}_{\vec{k}} \vec{H}_{-\vec{k}},$$

получим из (5), (7) выражения для углового и спектрального распределения энергии излучения право- и левополяризованных волн (индексы 1 и 2, соответственно):

$$W_{\omega, \theta}^{1,2} d\omega d\theta = \frac{q^2 g^2}{4\pi \epsilon_2^2 c} d\omega d\theta \frac{\sin^3 \theta}{n_{1,2}}, \quad (9)$$

где θ - полярный угол сферической системы координат с осью z . Если $g \ll \epsilon_2$, то $n_{1,2} = \sqrt{\epsilon_2 + g \cos \theta} / 4$. При этом выражение (9) легко проинтегрировать по углу θ и получить спектральное распределение энергии излучения:

$$W_{\omega}^{1,2} = q^2 g^2 / 3\pi \epsilon_2^{3/2} c. \quad (10)$$

Как следует из (9), (10), энергия излучения не зависит от ϵ_1 .

Если вектор гирации меняется скачком от $\vec{g}_1 = (g_1 x, 0, g_1 z)$ до $\vec{g}_2 = (0, 0, g_2 z)$ (мы выбрали ось y перпендикулярно плоскости,

образованной векторами \vec{e}_1, \vec{e}_2), то выражение для энергии излучения приобретает вид:

$$\begin{aligned} & \int W_{\omega}^{1,2} d\omega = \quad (II) \\ & = \frac{q^2}{8\pi^2 \epsilon^2} \int d\vec{k} \sin^2 \theta \frac{[\vec{e}_{1z} k_x k_z - (k_x^2 + k_y^2)(e_{1z} - e_2)]^2 + (k_y k_{e_{1x}})^2}{k^2 (k_x^2 + k_y^2)^2 n_{1,2}^2}, \end{aligned}$$

где θ - угол между \vec{e}_2 и \vec{k} , $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$. В частном случае $\vec{e}_1 \parallel \vec{e}_2$ ($e_{1x} = 0$) получаем:

$$W_{\omega, \theta}^{1,2} d\omega d\theta = \frac{q^2 (e_1 - e_2)^2}{4\pi \epsilon^2 c n_{1,2}} \sin^3 \theta d\theta d\omega. \quad (I2)$$

Если изменение гиротропии среды происходит не мгновенно, а плавно за характерное время T , то из результатов /6/ следует, что при $\omega \ll 1/T$ спектр излучения будет описываться выражениями (9) - (I2), а при $\omega > 1/T$ энергия излучения экспоненциально мала.

В заключение отметим, что трансформация плоской электромагнитной волны при мгновенном изменении гиротропии среды рассматривалась в /7/.

Авторы благодарят Б. М. Болотовского за ценные обсуждения и интерес к работе.

Поступила в редакцию
20 мая 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. М. Манева, Краткие сообщения по физике ФИАН № 2, 21 (1977).
2. В. А. Давыдов, Изв. ВУЗов, "Радиофизика", 23, № 8, 982 (1980).
3. F. R. Morgenthaler, IRE Trans. MTT-6, 167 (1958).

4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, ГИИИИ, М., 1959 г., § 82.
5. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, ЖЭТФ, 65, 132 (1973).
6. Б. М. Вологовский, В. А. Давыдов, В. Е. Рок, УФН, 136, № 3, 501 (1982).
7. В. Е. Рок, Изв. ВУЗов, "Радиофизика", 17, № 11, 1728 (1974).