

УДК 537.86:539.12

# ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ПО ВИНТОВОЙ ЛИНИИ В ГИРОТРОПНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКИ-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Ф. А. КОСТАНЫН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

О. С. МЕРГЕЛЯН, Р. М. РАХМАТУЛЛАЕВ

Отдел теплофизики АН Узб.ССР

(Поступила в редакцию 2 ноября 1982 г.)

В первом приближении теории возмущений найдены выражения для полей излучения заряда, движущегося по винтовой линии в безграничной периодически-неоднородной среде. Полученные формулы исследованы в случае слабой гиротропии. Поле представлено в виде суммы полей волн, смещенных по фазе, плоскости поляризации которых вращаются в противоположные стороны. Найдено выражение для эффективного показателя преломления этих волн.

В электродинамике гиротропных сред проблема нахождения полей заряженных частиц занимает важное место в силу особых свойств поляризации, делающих возможным генерацию излучения с заданными свойствами [1—4]. С другой стороны, теория излучения зарядов, совершающих периодическое движение наряду с поступательным, находит применение в задачах каналирования заряженных частиц [5], в теории ондуляторного излучения [6, 7] и т. п. Такое движение зарядов осуществляется в достаточно сильных полях, которые приводят к появлению гиротропии. Поэтому последовательный подход к расчету систем типа ондуляторов, заполненных диэлектрической средой [8], приводит нас к задаче об излучении при периодическом движении заряда в гиротропной среде. Внешние поля, задающие движение заряда, при этом модулируют оптическую плотность среды вдоль траектории движения заряда, создавая так называемую «сверхрешетку». Настоящая работа посвящена решению такой задачи.

Пусть точечный заряд  $q$  движется по траектории

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{v}t + \mathbf{r}_0(\hat{e}_x \cos \Omega t + \hat{e}_y \sin \Omega t), \quad \mathbf{v} = \hat{e}_z v \quad (1)$$

в гиротропной периодически-неоднородной среде:

$$\epsilon_{ik}(z) = \epsilon_{ik}(z + l), \quad \epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon, \quad \epsilon_{33} = \epsilon_3, \quad \epsilon_{13} = -\epsilon_{21} = -i\epsilon_2.$$

Для нахождения полей излучения в такой среде разлагаем компоненты  $\epsilon_{ik}(z)$  в ряд Фурье по вектору обратной решетки  $\mathbf{c} = 2\pi\mathbf{l}/l$ , представляя диэлектрическую проницаемость в виде суммы  $\epsilon_{ik} = \epsilon_{ik,0} + \epsilon_{ik}(z)$

и предполагая  $\varepsilon'_{ik}(z) \ll \varepsilon_{ik,0}$ . Поля также представим в виде суммы поля источника  $E_0(r, t)$  в гиротропной среде с проницаемостью  $\varepsilon_{ik,0}$  и возмущения  $E'(r, t)$ . Применяя к решению задачи теорию возмущений, для поля  $E'(r, t)$  находим уравнение первого приближения теории возмущений

$$\begin{aligned} \text{grad div } E' - \left( \nabla^2 - \frac{\varepsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E' + i \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [g_0 E'] + \\ + (\varepsilon_{30} - \varepsilon_0) \frac{\partial^2}{\partial t^2} E'_z \hat{e}_z = - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \sum_{n \neq 0} \{ \varepsilon_n E_{0s}(z, \omega) + \\ + (\varepsilon_{3n} - \varepsilon_n) E_{0z,s}(z, \omega) \hat{e}_z + i [g_n E_{0s}(z, \omega)] \} \times \\ \times \exp \left[ i \left( \kappa \rho + \frac{\omega_{sn}}{v} z - \omega t \right) \right] d\kappa d\omega, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\varepsilon_n = a_n$  — амплитуда  $n$ -й гармоники разложения Фурье тензора  $\varepsilon_{ik}$ ,  $\varepsilon_{3n} = a_{3n}$ ,  $g_n = a_{2n}$ .

Применяя разложение в интеграл Фурье вида

$$E'(r, t) = \int \sum_s \sum_n A_{sn} e^{i[\kappa \rho + \omega_{sn} z/v - \omega t]} d\kappa d\omega, \quad (3)$$

из (2) получаем систему алгебраических уравнений, решение которой приводит к нахождению полей  $E'(r, t)$ .

Полное поле излучения в гиротропной среде состоит из рассеянного на неоднородностях поля излучения источника и поля дифракционного излучения. Их можно представить в виде суммы полей правой и левой поляризации:  $E = E_1 + E_2$ . Компоненты их в цилиндрической системе координат имеют вид

$$E_{1,2} \begin{pmatrix} z \\ \rho \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pm \\ \mp i \\ \pm \end{pmatrix} \sum_{s,n} \int \text{sign}(\omega) A_{s,n}^{1,2} \begin{pmatrix} z \\ \rho \\ \varphi \end{pmatrix} e^{i(\omega_{sn} z/v - \omega t)} d\omega, \quad (4)$$

где верхний знак относится к индексу 1,  $A_{s,n}^{1,2} \begin{pmatrix} z \\ \rho \\ \varphi \end{pmatrix}$  — амплитуды полей излучения, явный вид которых мы здесь не приводим ввиду их громоздкости,  $\omega_{sn} = \omega_s + 2\pi n v/l = \omega + \Omega_s + 2\pi n v/l$ .

Анализ полученных формул в случае слабой гиротропии ( $g \ll \varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_{30} \sim \varepsilon_0$ ) показывает, что для волн  $s$ ,  $n$ -гармоник рассеянных на неоднородностях полей можно ввести эффективный показатель преломления для право- и левополяризованных волн:

$$n_{1,2}^{\text{эф}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0} \left[ 1 \pm \frac{1}{2} g_0 \omega_s \cos \vartheta_0^{-1} \omega^{-1} (\sin^2 \vartheta + \omega_s^2 \cos^2 \vartheta \omega_{sn}^{-2})^{-1/2} \right]}{[\sin^2 \vartheta + \omega_s^2 \omega_{sn}^{-2} \cos^2 \vartheta]^{1/2}}. \quad (5)$$

Эти волны являются суммой полей волн, смещенных по фазе на  $\pi/2$  (т. е.  $E = E' + iE''$ ), плоскости поляризации которых вращаются в противополо-

ложные стороны. Поле  $E'$  является полем излучения, возникающего вследствие поступательного движения электрического заряда, совершающего осцилляции. Величина же  $E''$  является полем излучения движущегося магнитного момента, индуцированного поперечными колебаниями электрического заряда.

Угловое распределение  $s$ ,  $n$ -гармоники излучения задается формулами

$$\vartheta_{s,n}^{\text{pac}} = \arccos[(1 - \omega_s^2 \omega_{sn}^{-2} + \omega_{s0}^2 \varepsilon_0 \omega_{sn}^{-2})^{-1/2}], \quad (6)$$

$$\vartheta_{sn}^{\text{диф}} = \arccos(\omega_{sn}/\omega \beta \sqrt{\varepsilon_0}),$$

которые определяют преобразование частоты в виде

$$\omega = (\omega_s + 2\pi\nu/l)(\beta n_0^{\text{эф}} \cos \vartheta_{sn}^{\text{pac}} - 1)^{-1} \quad (7)$$

для излучения, рассеянного на неоднородностях с показателем преломления  $n_0^{\text{эф}}$  (выражение для последнего получается из (5), если в нем положить  $g_0 = 0$ ), и

$$\omega = (\omega_s + 2\pi\nu/l)(\beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \vartheta_{sn}^{\text{диф}} - 1)^{-1} \quad (8)$$

для дифрагированного на «сверхрешетке» излучения.

Плоскость поляризации  $s$ ,  $n$ -гармоники рассеянных волн совершает один поворот на расстоянии

$$R_0^{sn} = 4\pi c \sqrt{\varepsilon_0} \xi_s (g_0 \omega_s \sin \vartheta_{sn}^{\text{pac}})^{-1},$$

а плоскость поляризации  $s$ ,  $n$ -гармоники дифракционного излучения — на расстоянии

$$R_0^{1sn} = 4\pi c \sqrt{\varepsilon_0} \xi_{sn} (g_0 \omega_{sn} \sin \vartheta_{sn}^{\text{диф}})^{-1},$$

где

$$\xi_s = (\beta^2 \varepsilon_0 - \omega_s^2/\omega^2)^{1/2}, \quad \xi_{sn} = (\beta^2 \varepsilon_0 - \omega_{sn}^2/\omega^2)^{1/2}.$$

Таким образом, в периодически-неоднородной гиротропной среде источник, обладающий собственной частотой, генерирует волны двух типов. Частотно-угловое распределение собственного излучения источника, которое рассеивается на неоднородностях, определяется формулой (7). Из последней видно, что значение эффективного показателя преломления для этого излучения зависит от номера гармоники. Второй тип излучения генерируется на неоднородностях среды и носит характер переходного рассеяния.

Авторы выражают благодарность Э. М. Лазиеву и Ю. Г. Шахназарову за ценные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Болотовский Б. М., Мергелян О. С. Оптика и спектроскопия, 14, 383 (1963).
2. Басс Ф. Г., Казанов М. И. Яковенко В. М. ФТТ, 4, 3260 (1962).
3. Мергелян О. С. ЖТФ, 37, 827 (1967).
4. Газазян Э. Д., Мергелян О. С. ЖТФ, 34, 1432 (1964).
5. Барышевский В. Г. Канализование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях, Изд. БГУ, Минск, 1982.

6. Корхмазян Н. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 287 (1970); 5, 418 (1970); 7, 114 (1972).
7. Корхмазян Н. А., Элбакян С. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 7 (1971).
8. Гинзбург В. Л. Письма в ЖЭТФ, 16, 501 (1972).

**ԳԻՐՈՏՐՈՊ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ  
ՊՅՈՒՏԱԿԱԶԵՎ ՇԱՐԺՈՒՄ ԿԱՏԱՐՈՂ ԼԻՑԲԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ**

**Յ. Ա. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ, Ռ. Մ. ՌԱԽՄԱՏՈՒԼԼԱԵՎ**

Խոտորումների տեսության մոտավորությամբ որոշվում են գիրոտրոպ պարբերականորեն անհամասեռ միջավայրում պտտտակած շարժում կատարող լիցքի ճառագայթման դաշտերը: Վերջինների հետադարձում են միջավայրի թույլ գիրոտրոպության դեպքում և ներկայացվում են որպես յուրով ( $\pi/2$ -ով) շեղված երկու ալեպիսի դաշտերի վերադրում, որոնց բևեռացման հարթությունները հակառակ կողմեր են պտտվում: Ստացված է համապատասխան արտահայտություն միջավայրի էֆեկտիվ բևեռման ցուցիչի համար:

**THE RADIATION FROM HELICALLY MOVING CHARGE  
IN GYROTROPIC PERIODICALLY-INHOMOGENEOUS MEDIA**

**F. A. KOSTANYAN, H. S. MERGELYAN, R. M. RAKHMATULLAEV**

In perturbation theory approximation the problem of electromagnetic radiation from helically moving charge in the presence of an infinite, periodically-inhomogeneous gyrotropic media has been considered. Rigorous formulae for radiation fields were obtained and analyzed in the limit of weak gyrotropy and were shown to consist of two  $\pi/2$ -phase-shifted parts, the polarization planes of which rotate in opposite directions. The concept of effective index of refraction was introduced and an expression for it was obtained.