Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 100—107 (197

ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ГИРОТРОПНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКИ-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

О. С. МЕРГЕЛЯН

Исследовано влияние гиротропии на излучение равномерно-движущихся зарядов в периодически-неоднородных средах. Получены выражения для полей излучения в общем случае и подробно исследован случай слабой гиротропии. Задача решена в приближении теории возмущений.

Исследование излучения заряженных частиц в периодически-не однородных средах, которому в последние годы посвящено большо количество работ (см. [1—3] и приведенную в них литературу), пред ставляет интерес для ряда возможных приложений, в частности, дл генерации излучения.

Задача излучения в гиротропных и анизотропных периодически неоднородных средах представляет интерес с точки зрения генераци излучения с заданными поляризационными свойствами.

В настоящей работе получены точные выражения для поля заря да в гиротропной анизотропной среде, а также подробно исследова случай слабой гиротропии, чаще всего реализующийся в естественно и искусственно-гиротропных кристаллах.

1. Точное решение

Пусть диэлектрические свойства немагнитной анизотропной гиротропной среды меняются по периодическому закону

$$\varepsilon_{ik}(z) = \varepsilon_{ik}(z + l),$$

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \qquad (1$$

и по оси z в положительном направлении со скоростью $\vec{v}$ движетс заряд e.

Представив $\varepsilon_{ik}(z)$ в виде ряда Фурье

$$\varepsilon_{ik}(z) = (\varepsilon_{ik})_0 + \sum_{n \neq 0} (\varepsilon_{ik})_n \, e^{i\frac{2\pi n}{l}z} = (\varepsilon_{ik})_0 + (\varepsilon_{ik})' \qquad (2$$

и считая $\varepsilon'_{ik} \ll (\varepsilon_{ik})_0$, применим к решению задачи теорию возмущени Поле заряда в безграничной гиротропной среде с диэлектрическо проницаемостью $(\varepsilon_{ik})_0$ обозначим через $\vec{E}_0$, а поле, возникающее вслед ствие наличия возмущения ε'_{ik}, обозначим через $\vec{E}'$. В нашем приближении

$$D'_{ik}=(\varepsilon_{ik})_0\ E'_k+\varepsilon'_{ik}(E_k)_0. \tag{3}$$

Поле $\vec{E}_0$ в виде тройного интеграла Фурье записывается так [4]:

$$\vec{E}_0(\vec{r},\ t)=\int\vec{E}_0\ (\vec{k})\ e^{i\left(\vec{k}\,\vec{r}-\omega t\right)}d\vec{k},\ \omega=\vec{k}\,\vec{v},\ \vec{k}=\vec{\varkappa}+\frac{\omega\vec{v}}{v^2},$$

$$\alpha_0^2=\beta^2\varepsilon_0-1,\ \beta=\frac{v}{c},\ d\vec{k}\ =\varkappa d\varkappa d\Phi\ \frac{d\omega}{v},$$

$$\vec{E}_0(\vec{k})=\frac{ie}{2\pi^2\varepsilon_0\Delta_0}\left\{\frac{\omega\vec{v}}{v^2}\left[\alpha_0^2\left(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{v^2}\alpha_0^2\right)+\beta^2\varepsilon\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\frac{g_0^2}{\varepsilon^2}\right]-\right. \tag{4}$$

$$\left.-\vec{\varkappa}\left(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{v^2}\alpha^2\right)+i\frac{\omega^2}{c^2}[\vec{\varkappa}\,\vec{g}_0]\right\},$$

$$\Delta_0=\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\right)\left[\frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\right)+\varkappa^2\left(1-\frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\right)\right]+$$

$$+\frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2}\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\left(\varkappa^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{30}\right).$$

Поле $\vec{E}'(\vec{r},\ t)$ подчиняется системе уравнений

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla}\vec{E}')-\left(\nabla^2+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\right)\vec{E}'-i\frac{\omega^2}{c^2}\left[\vec{g}_0\vec{E}'\right]-\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\vec{v}}{v}(\varepsilon_{30}-\varepsilon_0)\,E'_z=$$

$$=\int\frac{\omega^2}{c^2}\sum_{n\neq 0}\left\{\varepsilon_{3n}\vec{E}_0(\vec{k})+\frac{\vec{v}}{v}(\varepsilon_{3n}-\varepsilon_n)\,\vec{E}_{0z}(\vec{k})+i\,[\vec{g}_n\vec{E}_0(\vec{k})]\right\}e^{i\vec{k}_n\vec{r}-i\omega t}d\vec{k},$$

$$\vec{k}_n=\vec{k}+\frac{2\pi n\vec{v}}{lv},$$

решением которой является сумма

$$\vec{E}'(\vec{r},t)=\sum_{n\neq 0}\vec{E}'_n(\vec{r},\ t),$$

где

$$\vec{E}'_n(\vec{r},\ t)=\int\frac{ie}{2\pi^2\varepsilon_0^2}\frac{\omega^6}{v^6}\frac{\vec{A}_n}{\Delta_0\Delta_n}e^{i\left(\vec{k}_n\vec{r}-\omega t\right)}d\vec{k}. \tag{6}$$

Коэффициенты $\vec{A}_n$ описываются формулами

$$A_{nz}=\varepsilon_{3n}P_0P_n\frac{\omega}{v}+\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2\,k_{zn}\left\{\eta_n+\beta^2\varepsilon_0\ \frac{g_0g_n}{\varepsilon_0\varepsilon_n}(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\right\}\varepsilon_n,$$

$$(A_n)_{\varkappa v} = i\varepsilon_n \frac{g_0}{\varepsilon_0} \varkappa\beta^2\varepsilon_0 \left\{ \frac{\varepsilon_{3n}}{\varepsilon_n} \frac{v}{\omega} k_{zn} P_0 - \frac{v^2}{\omega^2}\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{30}\right)\left[\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha_0^2 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \beta^2\varepsilon_0 \frac{g_0 g_n}{\varepsilon_0\varepsilon_n}\right] + \left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\alpha_n^2\right)\left[\beta^2\varepsilon_0 - \frac{\varepsilon_0 g_n}{\varepsilon_n g_0}\left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha^2\right)\right]\right\},$$

$$A_{n\varkappa} = \varepsilon_n \varkappa \left\{ -\frac{v}{\omega} k_{zn} \frac{\varepsilon_{3n}}{\varepsilon_n}\left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha_n^2\right) P_0 + \left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \beta^2\varepsilon_{30}\right)\eta_n + \right. \tag{7}$$

$$\left. + \frac{g_0 g_n}{\varepsilon_0\varepsilon_n}\beta^2\varepsilon_0\left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \beta^2\varepsilon_{30}\right)(\alpha_0^2 - \alpha_n^2)\right\},$$

$$P_n = \alpha_n^2\left(\frac{v^2}{\omega^2} - \alpha_n^2\right) + \frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2}\beta^4\varepsilon_0^2, \quad \eta_n = \left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha_0^2\right)\left(\frac{v^2}{\omega^2}\varkappa^2 - \alpha_n^2\right) + \frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2}\beta^4\varepsilon_0,$$

$$\alpha_n^2 = \beta^2\varepsilon_0 - \sigma_n^2, \quad \sigma_n = 1 + \frac{2\pi n v}{l\omega},$$

а Δ_n получается из Δ_0 заменой $\vec{k} \to \vec{k}_n$.

Представим $\dfrac{1}{\Delta_0\Delta_n}$ в виде

$$\frac{1}{\Delta_0\Delta_n} = \frac{v^6}{\omega^6}\left\{\frac{1}{\xi_0}\left[\frac{1}{(s_{10}^2 - s_{1n}^2)(s_{10}^2 - s_{2n}^2)\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{v^2}s_{10}^2\right)} - \right.\right.$$

$$\left. - \frac{1}{(s_{20}^2 - s_{1n}^2)(s_{20}^2 - s_{2n}^2)\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{v^2}s_{20}^2\right)}\right] + \frac{1}{\xi_n}\left[\frac{1}{(s_{1n}^2 - s_{10}^2)(s_{1n}^2 - s_{20}^2)} \times \right.$$

$$\left.\left. \times \frac{1}{\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{v^2}s_{1n}^2\right)} - \frac{1}{(s_{2n}^2 - s_{10}^2)(s_{2n}^2 - s_{20}^2)\left(\varkappa^2 - \frac{\omega^2}{v^2}s_{2n}^2\right)}\right]\right\}, \tag{8}$$

где

$$(s_{1,2})_n = \frac{1}{2}\left\{\left(1 + \frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\right)\alpha_n^2 - \beta^2\varepsilon_0\frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2} \pm \xi_n\right\},$$

$$\xi_n = \left\{\left[\alpha_n^2\left(1 - \frac{\varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\right) + \frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2}\beta^2\varepsilon_0\right]^2 + 4\frac{g_0^2}{\varepsilon_0^2}\beta^2\varepsilon_{30}\sigma_n^2\right\}^{1/2}. \tag{9}$$

Интегрирование выражений (6) по $\varkappa$ и Φ приводит к следующему выражению для полей:

$$\vec{E}'_n(\vec{r}, t) = \frac{e}{2v}\int\frac{1}{\varepsilon_0^2}\frac{\omega}{v\xi_0}e^{i(k_{zn}z - \omega t)}\left\{\frac{\vec{F}_{1n}(\omega, \rho)}{(s_1^2 - s_{1n}^2)(s_1^2 - s_{2n}^2)} - \right.$$

$$\left. - \frac{\vec{F}_{2n}(\omega, \rho)}{(s_2^2 - s_{1n}^2)(s_2^2 - s_{2n}^2)}\right\}d\omega + \frac{e}{2v}\int\frac{1}{\varepsilon_0^2}\frac{\omega}{v\xi_n}e^{i(k_{zn}z - \omega t}\times \tag{10}$$

$$\times\left\{\frac{\vec{F}'_{1n}(\omega,\rho)}{(s_{1n}^2-s_1^2)(s_{1n}^2-s_2^2)}-\frac{\vec{F}'_{2n}(\omega,\rho)}{(s_{2n}^2-s_1^2)(s_{2n}^2-s_2^2)}\right\}d\omega,$$

в котором

$$(F_{1,2n})_z=-\frac{|\omega|}{\omega}(f_{1,2n})_z\,\overline{H}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2}\rho\right),$$

$$(F'_{1,2n})_z=-\frac{|\omega|}{\omega}(f'_{1,2n})_z\,\overline{H}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2n}\rho\right),$$

$$(F_{1,2n})_\rho=-i\,(f_{1,2n})_\rho\,\overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2}\rho\right),\tag{11}$$

$$(F'_{1,2n})_\rho=-i\,(f'_{1,2n})_\rho\,\overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2n}\rho\right),$$

$$(F_{1,2})_\varphi=i\,(f_{1,2})_\varphi\,\overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2}\rho\right),$$

$$(F'_{1,2})_\varphi=i\,(f'_{1,2n})_\varphi\,\overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v}s_{1,2n}\rho\right),$$

$\overline{H}_0^1$ и $\overline{H}_1^1$—функции Ганкеля [4], а

$$\vec{f}_{1,2n}=\vec{A}_n\left(\varkappa=\frac{|\omega|}{v}s_{1,20}\right),$$

$$\vec{f}'_{1,2n}=\vec{A}_n\left(\varkappa=\frac{|\omega|}{v}s_{1,2n}\right).\tag{12}$$

Формула (10) описывает полное поле заряженной частицы в гиротропной периодически-неоднородной среде. Первый интеграл в выражении (10) описывает n-ю гармонику рассеянного на неоднородностях среды излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при выполнении условий $s_{1,2}^2>0$. Второй интеграл дает нам n-ю гармонику поля излучения, возникающего из-за отклонения ε_{ik} от среднего значения $(\varepsilon_{ik})_0$. Оно имеет место на частотах $(s_{1,2})_n^2>0$.

Для анализа полученных выражений надо разделить основные частные случаи, а именно:

1) случай слабой гиротропии при практическом отсутствии анизотропии, который реализуется, например, при наложении на слоистую среду внешнего постоянного магнитного поля;

2) случай слабой гиротропии при наличии сильной анизотропии, который может иметь место в естественно-гиротропных кристаллах; в этом случае в пределе $g=0$ мы получим формулы для анизотропной периодически-неоднородной среды;

3) случай сильной гиротропии, который также может встречаться в естественно-гиротропных средах, в частности, в жидких кристаллах.

Мы подробно обсудим первый из этих случаев.

2. Слабая гиротропия при отсутствии анизотропии

Если гиротропия создана внешним магнитным полем H_0, наложенным на изотропную среду, то компоненты тензора $(\varepsilon_{ik})_0$ описываются формулами

$$
\varepsilon_0 = 1 + \sum_s \frac{\omega_0^2\,(\omega_s^2 - \omega^2)}{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 - \omega_H^2\,\omega^2}, \quad \varepsilon_{30} = 1 + \sum_s \frac{\omega_0^2}{\omega_s^2 - \omega^2},
$$

$$
g_0 = \sum_s \frac{\omega_0^2\,\omega_H\,\omega}{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 - \omega_H^2\,\omega^2}, \quad \omega_0 = \frac{4\pi N_0 e^2}{m}, \tag{13}
$$

$$
\omega_H = \frac{eH_0}{mc},
$$

где ω_s — собственные частоты электронов среды, а N_0 — плотность электронов в среде. При этом выполняется условие $g_0 \ll \varepsilon_0$ и, кроме того, $(\varepsilon_{30} - \varepsilon_0) \sim g_0^2$. То же самое можно сказать и о компонентах тензора $(\varepsilon_{ik})_n$.

Разложим все участвующие в описании полей величины в ряд по степеням g и ограничимся линейными по g членами. Тогда

$$
\xi_n = 2\beta \sqrt{\varepsilon_0}\,\frac{g_0}{\varepsilon_0}\,\sigma_n, \quad (s_{1,2}^2)_n = \alpha_n^2 \pm \frac{1}{4}\,\xi_n. \tag{14}
$$

Взяв асимптотические выражения для функций Ганкеля при больших $\varkappa\rho$, для значений полей в волновой зоне мы получим следующие выражения:

$$
\vec{E}_n(\vec{r}, t) = \frac{e}{v\sqrt{2\pi\rho}} \int \frac{\sqrt{-i\,\frac{\omega}{v}}}{\varepsilon_0^2}\, e^{i\left[\left(\frac{\omega}{v} + \frac{2\pi n}{l}\right) z - \omega t\right]} \times
$$

$$
\times \left\{ \vec{E}_{1n}(\omega, \rho)\, e^{i\frac{\omega}{v}\alpha_0 \rho} + \vec{E}_{2n}(\omega, \rho)\, e^{i\frac{\omega}{v}\alpha_n \rho} \right\} d\omega; \tag{15}
$$

значения $\vec{E}_{1,2n}(\omega, \rho)$ мы определим ниже.

Из (15) видно, что первый интеграл в (15) описывает рассеянное поле излучения, которое имеет место при выполнении условия $\alpha_0^2 > 0$. Второй интеграл в (15) описывает излучение, связанное с периодичностью оптических свойств среды. Условия излучения такие же, как и в случае неограниченных периодически-неоднородных сред [1—3], а именно,

$$
\alpha_n^2 > 0,
$$

$$
\frac{2\pi\,|n|\,N}{l\,(1 + \beta\sqrt{\varepsilon_0})} \leqslant \omega \leqslant \frac{2\pi\,|n|\,N}{l\,(1 - \beta\sqrt{\varepsilon_0})}, \text{ при } \beta\sqrt{\varepsilon_0} < 1, \tag{16}
$$

$$
n \leqslant -1.
$$

Для исследования влияния гиротропии выпишем в явном виде значения $\vec{E}_{1,\,2n}(\omega,\,\rho)$

$$E_{1n,\,z}(\omega,\,\rho) = -\frac{\delta'_{1n,\,z}}{\alpha_0^2-\alpha_n^2}\cos\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right) - i\,\frac{g_0}{\varepsilon_0}\,\frac{\delta''_{1n,\,z}}{(\alpha_0^2-\alpha_n^2)^2}\sin\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right),$$

$$E_{1n,\,\rho}(\omega,\,\rho) = \frac{\delta'_{1n,\,\rho}}{\alpha_0^2-\alpha_n^2}\cos\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right) + i\,\frac{g_0}{\varepsilon_0}\,\frac{\delta''_{1n,\,\rho}}{(\alpha_0^2-\alpha_n^2)^2}\sin\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right), \tag{17}$$

$$E_{1n,\,\varphi}(\omega,\,\rho) = \delta'_{1n,\,\varphi}\sin\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right) - i\,\frac{g_0}{\varepsilon_0}\,\frac{\delta''_{1n,\,\varphi}}{(\alpha_0^2-\alpha_n^2)^2}\cos\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right)$$

и

$$E_{2n,\,z}(\omega,\,\rho) = -\frac{\delta'_{2n,\,z}}{\alpha_n^2-\alpha_0^2}\cos\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right) - i\,\frac{g_0}{\varepsilon_0}\,\frac{\delta''_{2n,\,z}}{(\alpha_n^2-\alpha_0^2)^2}\sin\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right),$$

$$E_{2n,\,\rho}(\omega,\,\rho) = \frac{\delta_{2n,\,\rho}}{\alpha_n^2-\alpha_0^2}\cos\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right) + i\,\frac{g_0}{\varepsilon_0}\,\frac{\delta''_{2n,\,\rho}\sin\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right)}{(\alpha_n^2-\alpha_0^2)^2}, \tag{18}$$

$$E_{2n,\,\varphi}(\omega,\,\rho) = \frac{\delta'_{2n,\,\varphi}}{\alpha_n^2-\alpha_0^2}\sin\left(\frac{\xi_n\rho}{4}\right) - i\,\frac{g_0}{\varepsilon_0}\,\frac{\delta''_{2n,\,\varphi}}{(\alpha_n^2-\alpha_0^2)^2}\cos\left(\frac{\xi_0\rho}{4}\right).$$

Из формул (17), описывающих рассеянное поле черенковского излучения, и (18), описывающих основное излучение в среде, видно, что каждый тип излучения состоит из волн двух типов.

а) В рассеянном излучении присутствуют две волны эллиптической поляризации: волна правой поляризации, несущая основную энергию рассеянного излучения, и волна левой поляризации, смещенная по фазе на $\pi/2$, интенсивность которой $\sim g_0^2/\varepsilon_0^2$ от основной. Эти волны, плоскость поляризации которых делает полный оборот на расстоянии $\rho_0 = \frac{8\pi}{\xi_0}$, обладают, как видно, теми же поляризационными свойствами, что и невозмущенные волны [4].

б) Основное излучение также состоит из волн двух типов. Основную энергию несет волна правой круговой поляризации, делающей полный оборот на расстояниях

$$\rho_{0n} = \frac{8\pi}{\xi_n} \tag{19}$$

для соответствующих гармоник. Кроме того, как и в предыдущем случае, имеет место смещенное по фазе на $\frac{\pi}{2}$ излучение левой эллиптической поляризации (с интенсивностью $\sim g_0^2/\varepsilon_0^2$ от интенсивности правополяризованной волны).

Компоненты $\vec{\delta}'_{1,\,2n}$ и $\vec{\delta}''_{1,\,2n}$ имеют вид

$$\delta'_{1n,z}=\alpha_0^{3/2}\,(\sigma_n+\alpha_n^2),\quad \delta_{2n,z}=\alpha_n^{3/2}\,(\alpha_0^2+\sigma_n),$$

$$\delta'_{1n,\rho}=\alpha_0^{1/2}(1+\alpha_0^2\,\sigma_n),\quad \delta_{2n,\rho}=\alpha_n^{1/2}\,\sigma_n\,(\alpha_0^2+\sigma_n),$$

$$\delta'_{1n,\varphi}=(\beta\sqrt{\varepsilon_0})^{3/2}\,\alpha_0^{1/2},\quad \delta_{2n,\varphi}=\beta\sqrt{\varepsilon_0}\,\alpha_n^{1/2}(\alpha_0^2+\sigma_n),$$

$$\delta''_{1n,z}=\alpha_0^{-1/2}\Big\{-\frac{1}{4}(\alpha_0^2-\alpha_n^2)(\alpha_n^2+\sigma_n)+\alpha_n^2\,(\alpha_0^4+\beta^2\,\varepsilon_0\,\alpha_n^2)+$$

$$+\sigma_n\left[\frac{\varepsilon_0 g_n}{\varepsilon_n g_0}(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\,\alpha_0^2+\beta^2\varepsilon_0\,\alpha_0^2-\alpha_n^2\right]\Big\},$$

$$\delta''_{1n,\rho}=\alpha_0^{1/2}\Big\{\sigma_n\left[\alpha_0^2-\beta^2\varepsilon_0(\alpha_0^2-\alpha_n^2)-\frac{1}{4}(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\right]-$$

$$-\frac{1}{4}(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\,\alpha_0^2-\alpha_n^2-\frac{\varepsilon_0\,g_n}{\varepsilon_n\,g_0}(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\Big\},\tag{20}$$

$$\delta''_{1n,\varphi}=\alpha_0^{1/2}\beta\sqrt{\varepsilon_0}\left\{\beta^2\varepsilon_0\frac{\alpha_0^2-\alpha_n^2}{4\alpha_0^2}+4\alpha_0^2\frac{2\pi n v}{l\omega}-\frac{\varepsilon_0\,g_n}{\varepsilon_n\,g_0}(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\right\},$$

$$\delta''_{2n,z}=\alpha_n^{-1/2}\Big\{-\sigma_n\,\alpha_n^2(\alpha_0^2+\sigma_n)\left(2+\frac{\alpha_n^2-\alpha_0^2}{4\alpha_n^2}\right)+\alpha_0^2\,\alpha_n^2\,\sigma_n+$$

$$+\frac{\alpha_0^2\,(\alpha_n^2-\alpha_0^2)}{\sigma_n}+(2\alpha_n^2-\alpha_0^2)\,\sigma_n^2+\alpha_n^2\left[\beta^2\varepsilon_0+\frac{\varepsilon_0 g_n}{\varepsilon_n g_0}(\alpha_0^2-\alpha_n^2)\right]\Big\},$$

$$\delta''_{2n,\rho}=\alpha_n^{1/2}\,\sigma_n\left\{\sigma_n\left[(\alpha_0^2+\sigma_n)\frac{\alpha_n^2-\alpha_0^2}{4\alpha_n^2}+1-2\,\alpha_0^2\right]-\frac{g_n\,\varepsilon_0}{\varepsilon_n\,g_0}(\alpha_n^2-\alpha_0^2)\right\},$$

$$\delta''_{2n,\varphi}=\alpha_n^{1/2}\left\{\alpha_0^2+\sigma_n^2-\frac{g_n\varepsilon_0}{g_0\varepsilon_n}(\alpha_n^2-\alpha_0^2)-(\alpha_0^2+\sigma_n)\,\sigma_n\,\frac{\alpha_0^2+3\,\alpha_n^2}{4\alpha_n^2}\right\}.$$

Потери энергии на излучение в случае $g_0 \ll \varepsilon_0$ и $\varepsilon_{30} \approx \varepsilon_0$ для основных волн такие же, как и в негиротропной периодической среде, поэтому их не имеет смысла выписывать.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 5.VII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский.* УФН, 88, 209 (1966).
2. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский.* УФН, 94, 377 (1968).
3. *М. Л. Тер-Микаелян.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
4. *О. С. Мергелян.* ЖТФ, 37, 827 (1967).

ՀԻՐՈՏՐՈՊ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԴԱՇՏԸ

Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Ուսումնասիրված է հիրոտրոպության ազդեցությունը պարբերականորեն անհամասեռ միջավայրերում հավասարաչափ շարժվող լիցքերի ճառագայթման վրա: Ընդհանուր դեպքում ստաց-

ված են արտահայտություններ ճառագայթման դաշտերի համար, մանրամասնորեն քննարկված է թույլ հիրոտրոպության դեպքը։ Խնդիրը լուծված է խոտորումների տեսության մոտավորությամբ։

THE FIELD OF A CHARGED PARTICLE MOVING IN A GYROTROPIC PERIODICALLY-INHOMOGENEOUS MEDIUM

H. S. MERGELIAN

The influence of gyrotropy on the radiation of uniformly moving charges in periodically-inhomogeneous media is studied. The expressions for radiation fields in the general case are derived. The weak gyrotropy case is studied in detail. The problem is solved in the perturbation theory approximation.