Изв. АН Армянской ССР. Физика, 4, 180—186 (1969)

ОПТИКА ЕСТЕСТВЕННО ГИРОТРОПНЫХ СРЕД В МАГНИТНОМ ПОЛЕ II. ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ГИРОТРОПНУЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНКУ

О. С. ЕРИЦЯН

Рассмотрено отражение и преломление плоской электромагнитной волны на границе изотропной оптически активной среды при наличии внешнего магнитного поля. Рассмотрено также прохождение волны через оптически активную пластинку, помещенную в магнитное поле. Такая пластинка впервые рассмотрена в [1] для случая нормального падения.

1. Пусть среда с параметреми ε_2, μ_2, γ, g_e занимает полупространство $z\geqslant 0$. Здесь γ — параметр гирации, характеризующий оптическую активность, g_e — величина вектора гирации $\vec{g}_e$, направленного вдоль оси z.

Из вакуума падает волна

$$\vec{E} = \vec{E}(E_x,\ E_y,\ E_z)\cdot e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}, \tag{1}$$

$$\vec{k} = \vec{k}\,(k_x,\ k_z),\ k = \frac{\omega}{c}$$

на границу $z=0$.

Из дисперсионного соотношения для среды [2] получаем

$$k_2^{\pm 2} = \frac{\omega^2}{c^2}\,\mu_2\left[\varepsilon_2 \pm (\gamma + g_e\cos\alpha_2^{\pm})\right], \tag{2}$$

где $\alpha_2^{\pm}$ — угол между волновым вектором $\vec{k}_2^{\pm}$ и осью z

Законы Снелля принимают вид

$$\frac{\sin\alpha_2^{\pm}}{\sin\vartheta_0} = \frac{1}{n_2^{\mp}}, \tag{3}$$

где ϑ_0 — угол падения,

$$n_2^{\pm} = n_2\left[1 \pm \frac{1}{\varepsilon_2}\left(\gamma + g_e\frac{\sqrt{n_2^2-\sin^2\vartheta_0}}{n_2}\right)\right], \tag{4}$$

$$n_2 = \sqrt{\mu_2\,\varepsilon_2}$$

Следуя [3], между компонентами электрического поля в среде получаем следующие соотношения:

$$E_{2x}^{\pm} = -\frac{1}{\Delta^{\pm}}\left[\left(\frac{\omega^2}{c^2}\mu_2\varepsilon_2 - k_2^{-2}\right)k_x k_{2z}^{\pm} + \frac{\omega^4}{c^4}\mu_2^2\gamma\frac{k_x}{k_2^{\pm}}\left(\frac{k_{2z}^{\pm}}{k_2^{\pm}}+g_e\right)\right]E_{2z}^{\pm},$$

$$E_{2y}^{\pm} = \frac{i}{\Delta^{\pm}}\left[\left(\frac{\omega^2}{c^2}\mu_2\varepsilon_2 - k_{2z}^{\pm 2}\right)\frac{\omega^2}{c^2}\mu_2\gamma\frac{k_x}{k_2^{\pm}} + \frac{\omega^2}{c^2}\mu_2\left(\gamma\frac{k_{2z}^{\pm}}{k_2^{\pm}}+g_e\right)k_x k_{2z}^{\pm}\right]E_{2z}^{\pm}, \tag{5}$$

$$\Delta^{\pm} = \left(\frac{\omega^2}{c^2}\mu_2\varepsilon_2 - k_2^{\pm 2}\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\mu_2\varepsilon_2 - k_{2z}^{\pm 2}\right) - \frac{\omega^4}{c^4}\mu_2^2\left(\gamma\frac{k_{2z}^{\pm}}{k_2^{\mp}}+g_e\right)^2.$$

Из условия непрерывности тангенциальной компоненты волнового вектора получаем следущие выражения для направлений преломленных волн:

$$\cos\alpha_2^{\pm}=\sqrt{1-\frac{\sin^2\vartheta_0}{n_2^2}}\pm\frac{\gamma\sin^2\vartheta_0}{2n_2^2\varepsilon_2\sqrt{1-\frac{\sin^2\vartheta_0}{n_2^2}}}\pm\frac{g_e\sin^2\vartheta_0}{2n_2^2\varepsilon_2}, \qquad (6)$$

а для волновых векторов получаем

$$k_2^{\pm 2}=\frac{\omega^2}{c^2}\mu_2\left[\varepsilon_2\pm\left(\gamma+g_e\frac{k_{2z}}{k_2}\right)\right],$$

где

$$k_2=\frac{\omega}{c}n_2,\ k_{2z}^2=k_2^2-k_x^2. \qquad (7)$$

Подставив (7) и (6) в (5), получаем

$$E_{2x}^{\pm}=-\frac{k_{2z}}{k_x}\left[1\pm\frac{k_2^2}{2\varepsilon_2 k_{2z}^2}\left(\gamma-g_e\frac{k_{2z}}{k_2}\right)\right]E_{2z}^{\pm}, \qquad (8)$$

$$E_{2y}^{\pm}=\mp i\frac{k_2}{k_x}\left[1\pm\frac{\gamma^2+\gamma g\dfrac{k_x^2}{k_{2z}k_2}-g_e^2}{2\varepsilon_2\left(\gamma+g_e\dfrac{k_{2z}}{k_2}\right)}\right]E_{2z}^{\pm}.$$

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих полей с помощью соотношений (8) получаем

$$E_{2z}^{\pm}=\frac{2k_x}{\Delta_0 k_{2z}}\left[\left(1+\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\mp\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}q\mp\frac{\Delta k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right]E_x\mp$$

$$\mp i\frac{2k_x}{\Delta_0 k_2}\left[\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\mp\left(1+\frac{k_z k_{2z}}{\mu_2 k^2}\right)p\mp\frac{k_z\Delta k_{2z}}{\mu_2 k^2}\right]E_y,$$

где

$$p=\frac{k_2^2}{2\varepsilon_2 k_{2z}^2}\left(\gamma-g_e\frac{k_{2z}}{k_2}\right),\ q=\frac{\gamma^2+\gamma g_e\dfrac{k_x^2}{k_{2z}k_2}-g_e^2}{\gamma+g_e\dfrac{k_{2z}}{k_2}}, \qquad (9)$$

$$\Delta_0=-2\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1+\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_{2z}}\right),\ \Delta k_{2z}=\frac{k_{2z}^{+}-k_{2z}^{-}}{2}=\frac{k_2^2}{2\varepsilon_2 k_{2z}}\left(\gamma+g_e\frac{k_{2z}}{k_2}\right).$$

Компоненты $E_{2x}^{\pm}$ и $E_{2y}^{\pm}$ определяются из (8) с помощью (9).

Для отраженной волны получаем

$$E_{1x}=-\frac{2E_x}{\Delta_0}\left(1+\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)+\frac{4ik_{2z}E_y}{\Delta_0 k_2}\left(\frac{\varepsilon_2 k_z k_x^2}{k_{2z}k_2^2}p-\frac{k_z\Delta k_{2z}}{\mu_2 k^2}\right),$$

$$E_{1y}=-\frac{4ik_2}{\Delta_0 k_{2z}}E_x\left(q-\frac{\Delta k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)-\frac{2E_y}{\Delta_0}\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1-\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right). \qquad (10)$$

В амплитудах полей, пренебрегая членами, пропорциональными γ и g_e, для результирующей преломленной волны [4]

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_2^{+} e^{i(\vec{k}_2^{+}\vec{r}-\omega t)} + \vec{E}_2^{-} e^{i(\vec{k}_2^{-}\vec{r}-\omega t)} \tag{11}$$

при $E_x = 0$ получаем

$$E_{2x}(\vec{r}, t) = \frac{4k_{2z}}{\Delta_0 k_2}\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)E_y \cdot \sin(\Delta k_{2z} z)\, e^{i(\vec{k}_2\vec{r}-\omega t)},$$

$$E_{2y}(\vec{r}, t) = -\frac{4}{\Delta_0}\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)E_y \cdot \cos(\Delta k_{2z} z)\cdot e^{i(\vec{k}_2\vec{r}-\omega t)}. \tag{12}$$

Преломленная волна имеет круговую поляризацию. Плоскость поляризации делает полный оборот на расстоянии

$$z_0 = \frac{2\pi}{\Delta k_{2z}} = \frac{c}{\omega}\,\frac{8\pi\sqrt{n_2^2-\sin^2\vartheta_0}}{\mu_2\left(\gamma+g_e\dfrac{\sqrt{n_2^2-\sin^2\vartheta_0}}{n_2}\right)}. \tag{13}$$

2. Рассмотрим теперь пластинку с параметрами ε_2, μ_2, γ, g_e, занимающую область пространства $0 \leqslant z \leqslant d$. Вектор гирации, как и в предыдущем случае, направлен по оси z. На границу $z=0$ падает волна $\vec{E} = \vec{E}(E_y)\cdot e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}$,

$$\vec{k} = \vec{k}(k_x, k_z), \quad k = \frac{\omega}{c}. \tag{14}$$

Обозначив угол падения через ϑ_0, из условия непрерывности тангенциальной компоненты волнового вектора получаем следующие выражения для направлений волн, распространяющихся внутри пластинки*:

$$\cos\alpha_2^{\pm} = \sqrt{1-\frac{\sin^2\vartheta_0}{n_2^2}} \pm \frac{\gamma\sin^2\vartheta_0}{2n_2^2\varepsilon_2\sqrt{1-\dfrac{\sin^2\vartheta_0}{n_2^2}}} \pm \frac{g_e\sin^2\vartheta_0}{2n_2^2\varepsilon_2},$$

---

* Решение (15) получено в первом приближении относительно γ и g_e. Во втором приближении, с помощью рядов функций Штурма (И. Н. Бронштейн К. А. Семендяев, „Справочник по математике", М., 1965) получаем следующий результат. Пусть

$$\gamma \sim g_e \text{ и } \frac{\omega^2}{c^2}\mu_2\left(\varepsilon_2+\gamma+G+\frac{g^2}{4\varepsilon_2}\right) > k_x^2 > \frac{\omega^2}{c^2}\mu_2(\varepsilon_2+\gamma+G),$$

где $G = \dfrac{1}{2}\left(\sigma - \dfrac{g^2}{\varepsilon_2}\right)$, $\sigma - \varepsilon_{2xx} - \varepsilon_{2zz}$ (в первом приближении $\varepsilon_{2xy} = \varepsilon_{2zz}$, но во втором приближении $\varepsilon_{2xx} - \varepsilon_{2zz} \sim g^2 \neq 0$). Тогда для косинуса угла между волновым вектором и осью z есть два решения в интервале $[0, +1]$, оба соответствующие волне плюс (или минус), а в интервале $[-1, 0]$ нет ни одного решения. Это есть следствие свойств дисперсионного соотношения, указанных в [2].

$$\cos\alpha_3^{\pm} = -\sqrt{1-\frac{\sin^2\vartheta_0}{n_2^2}} \pm \frac{\gamma\sin^2\vartheta_0}{2n_2^2\varepsilon_2\sqrt{1-\frac{\sin^2\vartheta_0}{n_2^2}}} \mp \frac{g_e\sin^2\vartheta_0}{2n_2^2\varepsilon_2}. \quad (15б)$$

Индекс „2“ соответствует волнам, идущим от границы $z=0$ к границе $z=d$, а индекс „3“—волнам, идущим обратно.

Из (15) видно, что на границах внутри пластинки никакой из углов падения не равен никакому из углов отражения. Это есть следствие свойств дисперсионного соотношения, указанных в [2].

Пренебрегая в амплитудах полей членами, пропорциональными γ и g_e, для отраженной волны получаем

$$E_{1x} = \frac{2\varepsilon_2 k_z}{\Delta_0' k_2} E_y\left[\left(\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\sin(\Delta k_{3z}+\Delta k_{2z})d - \right.$$
$$\left. -\left(1-\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}\right)\sin(\Delta k_{3z}-\Delta k_{2z})d\right],$$

$$E_{1y} = -\frac{E_y}{\Delta_0'}\left[\left(1-\frac{k_{2z}^2}{\mu_2^2 k_z^2}\right)\left(1+\frac{\varepsilon_2^2 k_z^2}{k_{2z}^2}\right)\cos 2k_{2z}d - \right. \quad (16)$$
$$-\left(1-\frac{\varepsilon_2^2}{\mu_2^2}\right)\cos(\Delta k_{3z}-\Delta k_{2z})d + \left(\frac{k_{2z}^2}{\mu_2^2 k_z^2} - \frac{\varepsilon_2^2 k_z^2}{k_{2z}^2}\right)\cos(\Delta k_{3z}+\Delta k_{2z})d -$$
$$\left. -2i\left(1-\frac{k_{2z}^2}{\mu_2^2 k_z^2}\right)\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\sin 2k_{2z}d\right],$$

где

$$\Delta k_{2z} = \frac{k_2^2}{2\varepsilon k_{2z}}\left(\gamma + g_e\frac{k_{2z}}{k_2}\right),$$

$$\Delta k_{3z} = \frac{k_2^2}{2\varepsilon_2 k_{2z}}\left(\gamma - g_e\frac{k_{2z}}{k_2}\right), \quad (17)$$

$$\Delta_0' = \left\{-\left[\left(1+\frac{\varepsilon_2^2 k_z^2}{k_{2z}^2}\right)\left(1+\frac{k_{2z}^2}{\mu_2^2 k_z^2}\right)+4\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}\right]\cos 2k_{2z}d + \right.$$
$$+\left(1-\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}\right)^2\cos(\Delta k_{3z}-\Delta k_{2z})d + \left(\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z} - \frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)^2\cos(\Delta k_{3z}+\Delta k_{2z})d +$$
$$\left. +2i\left(\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}} + \frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\left(1+\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}\right)\sin 2k_{2z}d\right\}. \quad (17')$$

Для проходящей волны получаем

$$E_{4x} = -\frac{2\varepsilon_2 k_z E_y}{k_2\Delta_0'}\left\{\left[\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1+\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\sin\Delta k_{2z}d - \right.\right.$$
$$\left. -\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1-\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\sin\Delta k_{3z}d\right]\cos k_{2z}d -$$

$$-i\left[\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1+\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\sin\Delta k_{2z}d+\right.$$

$$\left.+\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1-\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\sin\Delta k_{3z}d\right]\sin k_{2z}d\Big\}e^{-ik_z d},\tag{18}$$

$$E_{4y}=-\frac{2k_{2z}E_y}{\mu_2 k_z\Delta_0'}\left\{\left[\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)^2\cos\Delta k_{2z}d-\right.\right.$$

$$\left.-\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\cos\Delta k_{3z}d\right]\cos k_{2z}d-$$

$$-\left[\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)^2\cdot\cos\Delta k_{2z}d+\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\cos\Delta k_{2z}d\right]\operatorname{sn}k_{2z}d\Big\}e^{-ik_z d}.$$

Поворот плоскости поляризации проходящей волны определяется соотношением

$$\operatorname{tg}\psi_4=\frac{|E_{4x}|}{|E_{4y}|}=\frac{\sqrt{D_1^2+D_2^2}}{\sqrt{D_3^2+D_4^2}}\cdot\frac{n_2^2\,k_z^2}{k_{2z}\,k_2},\tag{19}$$

где

$$D_1=\left[\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1+\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\sin\Delta k_{2z}d-\right.$$

$$\left.-\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1-\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\sin\Delta k_{3z}d\right]\cos k_{2z}d,$$

$$D_2=\left[\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1+\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\sin\Delta k_{3z}d+\right.$$

$$\left.+\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1-\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\sin\Delta k_{2z}d\right]\sin k_{2z}d,\tag{20}$$

$$D_3=\left[\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\cos\Delta k_{2z}d-\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)^2\cos\Delta k_{3z}d\right]\cos k_{2z}d,$$

$$D_4=\left[\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)^2\cos\Delta k_{2z}d+\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)^2\cos\Delta k_{3z}d\right]\sin k_{2z}d.$$

Рассмотрим нормальное падение волны (14) на пластинку. Сохраняя члены порядка γ и g_e в амплитудах, для отношения компонент электрического поля проходящей волны получаем

$$\frac{|E_{4x}|}{|E_{4y}|}=\frac{\sqrt{D_1'^2+D_2'^2}}{\sqrt{D_3'^2+D_4'^2}},\tag{21}$$

где

$$D_1'=[(1+\alpha)^2\sin\Delta k_{2z}d-(1-\alpha)^2\sin\Delta k_{3z}d]\cos k_{2z}d+$$

$$+\frac{\Delta k_{3z}-\Delta k_{2z}}{2k_{2z}}(1-\alpha^2)(\cos\Delta k_{3z}d+\cos\Delta k_{2z}d)\sin k_{2z}d,$$

$$D_2'=[(1+\alpha)^2\sin\Delta k_{2z}d+(1-\alpha)^2\sin\Delta k_{3z}d]\sin k_{2z}d+$$

$$+\frac{\Delta k_{3z}-\Delta k_{2z}}{2k_{2z}}(1-\alpha^2)\,(\cos\Delta k_{3z}d-\cos\Delta k_{2z}\,d)\cos k_{2z}d,$$

$$D_3'=[(1+\alpha)^2\cos\Delta k_{2z}d-(1-\alpha)^2\cos\Delta k_{3z}d]\cos k_{2z}d-$$

$$-\frac{\Delta k_{2z}-\Delta k_{2z}}{2k_{2z}}(1-\alpha^2)\,(\sin\Delta k_{3z}d+\sin\Delta\,k_{2z}d)\sin k_{2z}\,d,$$

$$D_4'=[(1+\alpha)^2\cos\Delta k_{2z}d+(1-\alpha)^2\cos\Delta\,k_{3z}d]\sin k_{2z}d+$$

$$+\frac{\Delta k_{3z}-\Delta k_2^{z}}{2k_{2z}}(1-\alpha^2)(\sin\Delta\,k_{3z}d-\sin\Delta-\sin\Delta k_{2z}d)\cos k_{2z}d,$$

$$\Delta k_{3z}=\frac{\gamma-g_e}{2\varepsilon_2}k_2,\quad \Delta k_{2z}=\frac{\gamma+g_e}{2\varepsilon_2}k_2, \tag{22}$$

$$\alpha=\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}\,.$$

Из (21) и (22) видно, что Δk_{3z} не будет входить в выражения проходящей волны только в случае отсутствия отражений, т. е. при $\alpha=1$.

3. В заключение рассмотрим отражение и преломление волн на границе изотропной среды со средой, характеризуемой материальными уравнениями

$$\vec{D}_2=\varepsilon_2\vec{E}_2+i[\vec{g}_e\ \vec{E}_2],\ \vec{B}_2=\mu_2\vec{H}_2+i\,[\vec{g}_m\vec{H}_3]. \tag{23}$$

Пусть волна (1) падает из вакуума на среду (23), занимающую область $z\geqslant 0$. Соотношения между компонентами электрического поля в преломленных волнах имеют вид

$$E_{2x}^{\pm}=-\frac{k_{2z}}{k_x}\left[1\pm\frac{1}{2}\left(\frac{g_m}{\mu_2}-\frac{g_e}{\varepsilon_2}\right)\frac{k_2}{k_{2z}}\right]E_{2z}^{\pm},$$

$$E_{2y}^{\pm}==\mp i\frac{k_2}{k_x}\left[1\pm\frac{1}{2}\left(\frac{g_m}{\mu_2}-\frac{g_e}{\varepsilon_2}\right)\frac{k_2}{k_{2z}}\right]E_{2z}^{\pm}. \tag{24}$$

С помощью (24) и граничных условий получаем для отраженной волны

$$E_{1x}=-\frac{2}{\Delta_0}\left(1+\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)\left(1-\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)E_x+\frac{4i\varepsilon_2 k_z}{\Delta_0\,k_2}p_1\,E_y,$$

$$E_{1y}=-\frac{2}{\Delta_0}\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_z}{k_{2z}}\right)\left(1-\frac{k_{2z}}{\mu_2 k_z}\right)E_y-\frac{4ik_2}{\Delta_0\mu_2 k_z}p_1\cdot E_x, \tag{25}$$

где

$$p_1=\left(\frac{g_m}{\mu_2}-\frac{g_e}{\varepsilon_2}\right)\frac{k_2}{k_{2z}}.$$

Как видно из (25), эллиптичность отраженной волны определяется разностью параметров $\frac{g_m}{\mu_2}$ и $\frac{g_e}{\varepsilon_2}$. Пренебрегая параметром p_1 в амплитудах преломленных волн, получаем, что поворот плоскости поляризации результирующей преломленной волны равен (на длине пути z_0 вдоль оси z)

$$\varphi = \frac{1}{2}\left(\frac{g_m}{\mu_2} + \frac{g_e}{\varepsilon_2}\right) k_2 \cdot z_0, \tag{26}$$

т. е., определяется суммой параметров $\frac{g_m}{\mu_2}$ и $\frac{g_e}{\varepsilon_2}$.

Пусть теперь волна (14) падает на пластинку, занимающую область $0 \leqslant z \leqslant d$ и характеризуемую уравнениями (23). Выражения для отраженной и проходящей волн получаются из (16—20) заменой $\Delta k_{3z} = \Delta k_2 = \frac{1}{2}\left(\frac{g_e}{\varepsilon_2} + \frac{g_m}{\mu_2}\right) k_2$. Если на пластинку падает s—волна [5], то при выполнении условия $\cos^2 \vartheta = \frac{\varepsilon_2 \mu_2 - 1}{\varepsilon_2^2 - 1}$, проходящая волна сохраняет плоскую поляризацию (ϑ — угол падения). Если же падает p—волна, то плоская поляризация сохраняется при выполнении условия $\cos^2 \vartheta = \frac{\varepsilon_2 \mu_2 - 1}{\mu_2^2 - 1}$.

Автор благодарен Болотовскому Б. М. и Мергеляну О. С. за обсуждение результатов.

ИФИ АН Армянской ССР Поступила 6.V.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. М. Айвазян, О. С. Мергелян*, Изв. АН АрмССР, физ.-мат. науки, XVII, № 4 (1964).
2. *О. С. Ерицян*, Изв. АН АрмССР, 3, 3 (1968).
3. *О. С. Мергелян*, Изв. АН АрмССР, физ.-мат. науки, XI, № 6 (1962).
4. *О. С. Ерицян, О. С. Мергелян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, вып. 1 (1967).
5. *А. В. Соколов*, Оптические свойства металлов, Физматгиз, М., 1967.

ԲՆԱԿԱՆ ՀԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

II. Էլեկտրամագնիսական ալիքի անցումը ժիրոտրոպ դիէլեկտրիկ շերտի միջոցով

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի անդրադարձումն ու բեկումը օպտիկապես ակտիվ միջավայրի սահմանին, արտաքին մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում։ Քննարկված է նաև ալիքի անցումը օպտիկապես ակտիվ շերտի միջով, մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում։

THE OPTICS OF THE NATURALLY GYROTROPIC MEDIA ON PRESENCE OF THE MAGNETIC FIELD

II. The Passage of the Electromagnetic Wave Throught the Gyrotropic Dielectric Sheet

H. S. ERITSIAN

The reflection and refraction of the electromagnetic wave on the boundary of gyrotropic dielectric media on presence of the magnetic field is discussed. The passage of the electromagnetic wave through the optically active sheet on the presence of the magmetic field is discussed.