Известия НАН Армении, Физика, т.43, №6, с.435-440 (2008)

УДК 548.0

ОПТИКА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

О.С. ЕРИЦЯН, Ж.Б. ХАЧАТРЯН, М.А. ГАНАПЕТЯН,
А.А. ПАПОЯН, О.М. АРАКЕЛЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 25 февраля 2008 г.)

Рассмотрено влияние внешнего магнитного поля и пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости на необратимость волн в магнитоэлектрических средах. Изучены особенности азимутальной неоднородности при одновременной анизотропии диэлектрической и магнитной проницаемостей в этих средах.

1. Введение

В магнитоэлектрических средах, как известно, имеет место необратимость волн [1]. Упомянутое явление имеет место также в естественно гиротропных средах при наличии магнитооптической активности [2]. В настоящей работе рассмотрено распространение электромагнитной волны в магнитоэлектрической среде в случаях наличия магнитооптической активности и естественной гиротропии (точнее, пространственной дисперсии; холестерические жидкие кристаллы должны относиться к гиротропными средам по определению [3], хотя не обладают пространственной дисперсией). Изучены также особенности усиления поворота плоскости поляризации при прохождении волны через магнитоэлектрическую пластинку в случаях поляризационной независимости показателя преломления и коэффициента отражения.

2. Влияние магнитооптической активности и пространственной дисперсии

Материальные уравнения в некоторых классах магнитоэлектрических сред, которые рассмотрены ниже, имеют следующий вид [4]:

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}\mathbf{E} + [\mathbf{pH}], \qquad \mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H} - [\mathbf{pE}], \qquad (1)$$

где вектор $\mathbf{p}$ направлен вдоль оптической оси одноосных тензоров $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$, приводимых в одной и той же системе координат к диагональному виду.

2.1. Влияние магнитооптической активности

При наличии внешнего магнитного поля, которое будем считать направленным вдоль оптической оси, вместо (1) будем иметь

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}\mathbf{E} + [\mathbf{pH}] + i[\mathbf{g_e E}], \qquad \mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H} - [\mathbf{pE}] + i[\mathbf{g_m H}], \tag{2}$$

где векторы магнитооптических активностей $\mathbf{g_e}$ и $\mathbf{g_m}$ направлены вдоль той же оси.

Дисперсионное уравнение, получаемое с помощью уравнений (2), имеет вид

$$\begin{aligned}
&\frac{\omega^2}{c^2}\{\varepsilon_3\mu_3 k_z'^4 + \varepsilon_2\mu_2 k_y^4 + \varepsilon_1\mu_1 k_x^4 + [(\varepsilon_1\mu_3 + \varepsilon_3\mu_1)k_x^2 k_z'^2 + (\varepsilon_3\mu_2 + \varepsilon_2\mu_3)k_y^2 k_z'^2] + \\
&+ (\varepsilon_1\mu_2 + \varepsilon_2\mu_1)k_x^2 k_y^2\} - \frac{\omega^4}{c^4}\{\varepsilon_3\mu_3(\varepsilon_1\mu_2 + \varepsilon_2\mu_1 + 2g_e g_m)k_z'^2 + [\mu_3\mu_2(\varepsilon_1\varepsilon_2 - g_e^2) + \\
&+ \varepsilon_3\varepsilon_2(\mu_1\mu_2 - g_m^2)]k_y^2 + [\mu_3\mu_1(\varepsilon_1\varepsilon_2 - g_e^2) + \varepsilon_3\varepsilon_1(\mu_1\mu_2 - g_m^2)]k_x^2\} + \\
&+ \frac{\omega^6}{c^6}\varepsilon_3\mu_3(\mu_1\mu_2 - g_m^2)(\varepsilon_1\varepsilon_2 - g_e^2) = 0,
\end{aligned} \tag{3}$$

где

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{xx}, \ \varepsilon_2 = \varepsilon_{yy}, \ \varepsilon_3 = \varepsilon_{zz}, \ \mu_1 = \mu_{xx},$$
$$\mu_2 = \mu_{yy}, \qquad \mu_3 = \mu_{zz}, \qquad k_z' = k_z + p_z, \qquad \mathbf{p} = p_z \mathbf{z}^0, \tag{4}$$

k_x, k_y, k_z и ω – проекции волнового вектора и частота волны, с зависимостью полей от $\mathbf{r}$ и t в виде $\exp i(\mathbf{kr} - \omega t)$.

Членом $2g_e g_m k_z'^2 \omega^4 / c^4$ обусловлено влияние магнитного поля на необратимость: при возведении $k_z'^2$ в квадрат имеем слагаемое $2\omega^4 g_e g_m 2 p_z k_z / c^4$, содержащее первую степень k_z, обусловливающую влияние магнитного поля на необратимость.

2.2. Влияние пространственной дисперсии

При наличии пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости материальные уравнения имеют вид

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}\mathbf{E} + [\mathbf{pH}] + \mathrm{i}\gamma[\mathbf{kE}], \qquad \mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H} - [\mathbf{pE}], \tag{5}$$

где для простоты пространственная дисперсия представлена скаляром γ. Будем рассматривать случай, когда волна распространяется вдоль оси *z*, вдоль которой направлен вектор $\mathbf{p}$, обуславливающий необратимость.

Дисперсионное уравнение имеет вид

$$(k_z'^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu)^2 - \frac{\omega^4}{c^4}\mu^2\gamma^2 k_z^2 = 0, \tag{6}$$

где $\varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$, $\mu = \mu_{xx} = \mu_{yy}$.

Из (6) имеем

$$(k_z'^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu) = \pm\frac{\omega^2}{c^2}\mu\gamma k_z,$$

откуда

$$k_z^2+(2p_z\mp\frac{\omega^2}{c^2}\mu\gamma)k_z-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu=0\,, \tag{7}$$

т.е.

$$k_z=-p_z\mp\frac{1}{2}\frac{\omega^2}{c^2}\mu\gamma\pm\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu+\frac{1}{4}(2p_z\mp\frac{\omega^2}{c^2}\mu\gamma)^2}\;. \tag{7a}$$

Запишем уравнение (4) для случая распространения волн вдоль оси среды, как это имеет место для (7а):

$$k_z'^4-\frac{\omega^2}{c^2}[(\varepsilon_1\mu_2+\varepsilon_2\mu_1+2g_eg_m)]k_z'^2+\frac{\omega^4}{c^4}(\mu_1\mu_2-g_m^2)(\varepsilon_1\varepsilon_2-g_e^2)=0\,. \tag{8}$$

Из (8) получаем

$$k_z=-p_z\pm\sqrt{\frac{1}{2}\frac{\omega^2}{c^2}[(\varepsilon_1\mu_2+\varepsilon_2\mu_1+2g_eg_m)]\pm\sqrt{\frac{1}{4}\frac{\omega^4}{c^4}(\varepsilon_1\mu_2+\varepsilon_2\mu_1+2g_eg_m)^2-\frac{\omega^4}{c^4}(\mu_1\mu_2-g_m^2)(\varepsilon_1\varepsilon_2-g_e^2)}}\;. \tag{9}$$

Согласно (9), влияние магнитооптической активности на k_z (или на показатели преломления) определяется произведением g_eg_m.

Отметим, что влияние естественной гиротропии, в отличие от влияния магнитооптической активности, начинается с линейных членов по параметру естественной гиротропии γ.

3. Особенности усиления и стабилизации азимута поляризации

В эллипсометрических и радиофизических измерениях, а также при измерении слабых поворотов плоскости поляризации, возникает необходимость стабилизации азимута или усиления поворота плоскости поляризации (изменений азимута поляризации). Стабилизация и усиление основаны на неэквивалентности азимутов поляризации. Неэквивалентность может быть создана анизотропией поглощения [1], анизотропией действительной части диэлектрической проницаемости [2] и может быть осуществлена как в однородных средах, так и в неоднородных, в частности, в холестерических жидких кристаллах [2,3]. В данном разделе рассматриваются усиление и стабилизация в магнитоэлектрических средах, в связи с наличием анизотропий тензоров ε_{ij} и μ_{ij}.

В таких средах, как известно, в зависимости от соотношения между компонентами указанных тензоров, имеет место однопреломление, заключающееся в независимости показателя преломления от поляризации волны [5]. Так, если волна распространяется вдоль оси *z*, а $\varepsilon_{xx}\mu_{yy}=\varepsilon_{yy}\mu_{xx}$, то фазовая скорость одинакова для волн с электрическими полями, направленными вдоль осей *x* и *y*. При $\varepsilon_{xx}/\mu_{xx}=\varepsilon_{yy}/\mu_{yy}=\varepsilon_{zz}/\mu_{zz}$ показатель преломления зависит от направления распространения, но при любом фиксированном направлении распространения он независим от поляризации.

Когда волна падает нормально на границу среды, перпендикулярную одному из главных направлений тензоров ε_{ij} и μ_{ij}, то от поляризации не зависит коэффициент отражения, если $\varepsilon_{xx}/\mu_{yy} = \varepsilon_{yy}/\mu_{xx}$ (ось z перпендикулярна границе). Отметим, что среды, обладающие анизотропией ε_{ij} и μ_{ij} одновременно, рассмотрены также в [6], где установлена поляризационная независимость фазовой скорости волны в прямоугольном волноводе.

Пусть пластинка занимает область $0 \le z \le d$. На границу $z = 0$ из области $z \le 0$ падает плоскополяризованная волна

$$\mathbf{E}^i(z,t) = \mathbf{E}^i \exp i\left(\frac{\omega}{c}z - \omega t\right). \tag{10}$$

С помощью граничных условий непрерывности тангенциальных компонент полей для амплитуды прошедшей волны можно получить следующее выражение:

$$E^t_{x,y} = \frac{4Z_{x,y}}{(1+Z_{x,y})^2 e^{-i\varphi_{x,y}} - (1-Z_{x,y})^2 e^{i\varphi_{x,y}}} E^i_{x,y}, \tag{11}$$

где

$$Z_{x,y} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx,yy}}{\mu_{yy,xx}}}, \qquad \varphi_{x,y} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{xx,yy}\mu_{yy,xx}}\,d. \tag{12}$$

Азимуты поляризации волн определим как углы между $\mathbf{E}^{i,t}$ и осью x:

$$\psi^{i,t} = \arctan E^{i,t}_y \Big/ E^{i,ti}_x. \tag{13}$$

На рис.1 приведены кривые зависимости поворота азимута поляризации и эллиптичности поляризации прошедшей волны от азимута поляризации падающей волны, в случае поляризационной независимости показателя преломления ($\varepsilon_{xx}\mu_{yy} = \varepsilon_{yy}\mu_{xx}$). На рис.2 представлены кривые зависимости поворота азимута поляризации и эллиптичности поляризации прошедшей волны от азимута поляризации падающей волны, когда имеет место поляризационная независимость коэффициента отражения. Кривые зависимости поворота азимута поляризации и эллиптичности поляризации прошедшей волны от азимута поляризации падающей волны после прохождения волны через слой, не обладающий ни одной из вышеуказанных поляризационных независимостей, показаны на рис.3.

Из приведенных графиков следует, что эллиптичность поляризации имеет малую величину при поляризационно независимом показателе преломления, по сравнению со случаем поляризационно независимого коэффициента отражения. Это можно объяснить большой разностью фаз, набегающей между x- и y-компонентами поля волны в плоскопараллельном слое. В случае поляризационно независимого показателя преломления объемная эллиптичность [7] отсутствует.

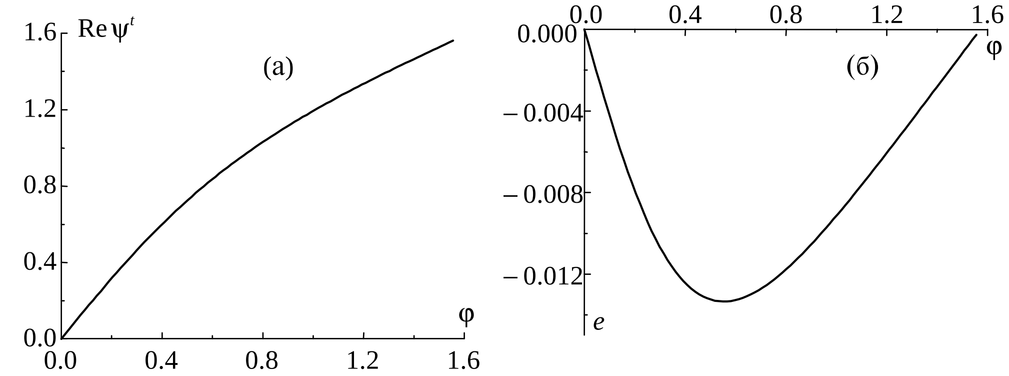

Рис.1. Зависимости поворота азимута поляризации (а) и эллип-тичности поляризации (б) прошедшей волны от азимута поля-ризации падающей волны, в случае поляризационно-независи-мого показателя преломления. Параметры среды таковы: $\varepsilon_{xx} = 2$, $\varepsilon_{yy} = 2.5$, $\mu_{xx} = 1.2$, $\mu_{yy} = 1.5$.

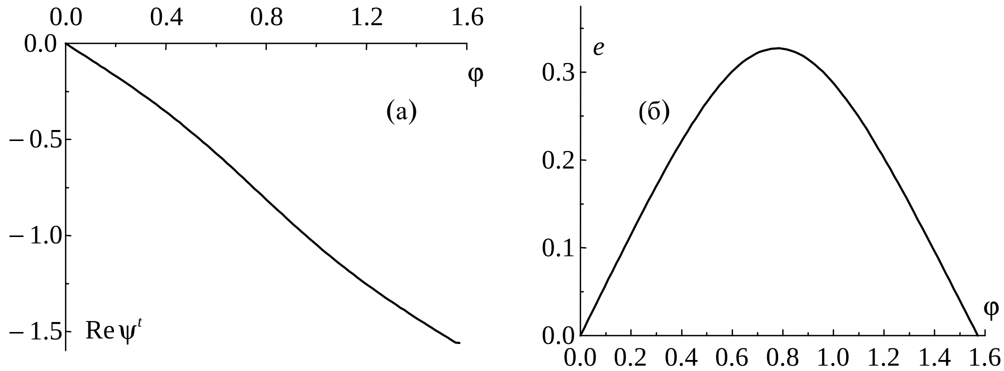

Рис.2. То же, что и для рис.1, но в случае поляризационно-неза-висимого коэффициента отражения. Параметры среды: $\varepsilon_{xx} = 2.5$, $\varepsilon_{yy} = 2$, $\mu_{xx} = 1.2$, $\mu_{yy} = 1.5$.

В случае поляризационно независимого коэффициента отражения отсутствует поверхностная эллиптичность. В обоих случаях интерференционная эллиптичность остается. В обоих случаях, представленных на рис.1 и 2, эллиптичность поляризации мала и мало также отличие $d\,\mathrm{Re}\,\psi^t / d\varphi$ от 1.

Рис.3, как уже отмечалось, соответствует ситуации, когда отличны друг от друга как показатели преломления волн с разными поляризациями, так и их коэффициенты отражения. В интервалах заметного отличия

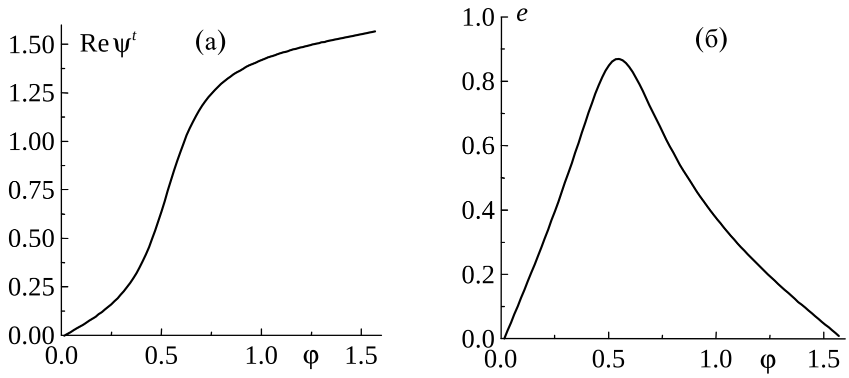

Рис.3. То же, что и для рис.1, в случае отсутствия поляризационных не-зависимостей. Параметры среды: $\varepsilon_{xx} = 1.9$, $\varepsilon_{yy} = 2.5$, $\mu_{xx} = 1.2$, $\mu_{yy} = 1.5$.

эллиптичности от единицы имеет место также заметное усиление. В этом отношении обычное для немагнитных сред свойство, заключающееся в том, что при большом усилении имеем также большую эллиптичность, сохраняется также для рассмотренных здесь сред, обладающих анизотропией диэлектрических и магнитных характеристик одновременно. Отметим, однако, что это свойство является обычным, но не обязательным [**8**].

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.Н. Любимов.** Кристаллография, **13**, 1008 (1968).
2. **О.С. Ерицян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **3**, 217 (1968).
3. **Ф.И. Федоров.** Теория гиротропии. Минск, Наука и техника, 1976.
4. **В.Н. Любимов.** ФТТ, **10**, 3502 (1968).
5. **Ф.И. Федоров.** Оптика анизотропных сред. Минск, изд. АН БССР, 1958.
6. **О.С. Ерицян, Ж.Б. Хачатрян, О.М. Аракелян.** Изв. НАН Армении, Физика, **37**, 150 (2002).
7. **В.К. Милославский.** Оптика и спектр., **17,** 413 (1964).
8. **О.С. Ерицян, М.А. Ганапетян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **25,** 191 (1990).

OPTICS OF MAGNETOELECTRIC MEDIA IN THE PRESENCE OF MAGNETIC FIELD AND SPATIAL DISPERSION OF THE DIELECTRIC PERMITTIVITY

H.S. ERITSYAN, J.B. KHACHATRYAN, M.A. GANAPETYAN,
A.A. PAPOYAN, H.M. ARAKELYAN

Influence of an external magnetic field and a spatial dispersion of the dielectric permittivity on the irreversibility of waves in magnetoelectric media is considered. The features of azimuth heterogeneity at the simultaneous anisotropy of the dielectric permittivity and magnetic permeability are studied.