

01;05;07;08

©1995 г.

ПЛАНАРНОЕ БРЭГГОВСКОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ГИРОТРОПНЫХ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Г.В.Кулак, С.Н.Ковчур

Институт физики АН Беларуси,
220602, Минск, Беларусь
Мозырский государственный педагогический институт,
247760, Мозырь, Беларусь
(Поступило в Редакцию 3 июня 1994 г.)

Рассмотрены особенности неколлинеарной брэгговской дифракции света на релеевских поверхностных ультразвуковых волнах в планарных гиротропных оптических волноводах, помещенных во внешнее электрическое поле. Подробно исследован случай изотропной брэгговской дифракции световых волн на релеевских ультразвуковых волнах, распространяющихся вдоль кристаллографических осей и направлений $\langle 110 \rangle$ гиротропного кубического кристалла. Исследованы зависимости эффективности акустооптического взаимодействия, азимута поляризации и эллиптичности дифрагированного света от интенсивности ультразвуковой волны и напряженности внешнего электрического поля. Показано, что при учете гиротропии внешнее электрическое поле практически не изменяет дифракционную эффективность, существенно изменяя поляризационные характеристики дифрагированного света.

Исследование планарного акустооптического взаимодействия в гиротропных кубических кристаллах, помещенных во внешнее электрическое поле, представляет значительный интерес для оптоэлектроники [1], поскольку ряд кристаллов структуры силенита ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и др.) обладает высокой удельной вращательной способностью и одновременно электрооптическим эффектом. В настоящее время объемная брэгговская дифракция света на ультразвуке в гиротропных кубических кристаллах во внешнем электрическом поле для различных геометрий акустооптического взаимодействия изучена в [2,3]. В работе [4] в предположении заданной (циркулярной) поляризации дифрагирующих волн исследовано влияние естественной оптической активности на дифракцию света на поверхностных акустооптических волнах (ПАВ). Волноводные свойства планарных структур на основе кристаллов структуры силенита исследованы в работах [5,6]. В [7] рассмотрены особенности АО дифракции в планарных гиротропных оптических волноводах.

В данной работе с использованием метода медленно меняющихся амплитуд рассмотрены особенности планарного брэгговского АО взаимодействия в гиротропных кубических кристаллах, помещенных во внешнее электрическое поле. Предположим, что планарный оптический волновод занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = h$. При этом показатели преломления покрытия, волноводной пленки и подложки равны соответственно n_c, n_f, n_s . В [8] показано, что в гиротропном оптическом волноводе существуют в общем случае гибридные волны (моды), которые можно разделить на TE - и TM -подобные. Несложно показать, что для маломодовых оптических волноводов на основе кристаллов структуры силенита оптическая гиротропия приводит к малому возмущению тензора диэлектрической проницаемости кристаллической волноводной пленки и как следствие к приближенному разделению TE - и TM -моды. Вектор-функции, учитывающие пространственное распределение электрических полей в покрытии, пленке и подложке, приведены в [4].

Предположим, что вдоль оси Y , совпадающей с кристаллографической осью или направлением $\langle 110 \rangle$ гиротропного кубического кристалла, распространяется ПАВ рэлеевской поляризации. Известно, что наряду с экспоненциальным затуханием изменение нормальной составляющей амплитуды смещений U_3 волны имеет осциллирующий характер [9]. Компоненты тензора деформаций ПАВ запишем в виде [10]

$$U_{q2} = B_{q2} V_{q2}(z) \exp[i(Kr - \Omega t)], \quad q = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где B_{q2} — амплитуда деформаций, $V_{q2}(z)$ — функция поперечного распределения в пленке и подложке, $|K| = \Omega/V_r$ (Ω, V_r — круговая частота и скорость ПАВ).

Трехслойная структура, состоящая из покрытия, волноводной пленки и подложки, обладает одноосной оптической анизотропией. При этом эффективные тензоры невозмущенной диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}^0$ ($\hat{\epsilon}^1$) для волноводных мод с эффективными показателями преломления $N_\nu, N_\mu, (N_{\bar{\nu}}, N_{\bar{\mu}})$ имеют отличные от нуля компоненты $\epsilon_{11}^0 = N_\nu^2 (\epsilon_{11}^1 = N_\nu^2)$, $\epsilon_{22}^0 = N_\mu^2 (\epsilon_{22}^1 = N_\mu^2)$, $\epsilon_{33}^0 = N_{\bar{\mu}}^2 (\epsilon_{33}^1 = N_{\bar{\mu}}^2)$. Воздействие ультразвуковой волны и внешнего электрического поля E^0 приводит к появлению в волноводной структуре для каждой из мод периодической решетки диэлектрической проницаемости вида

$$\hat{\epsilon}_{0,1} = \hat{\epsilon}^{0,1} + \Delta \hat{\epsilon}_e^{0,1} + \Delta \hat{\epsilon}_e^{0,1} \cos(Kr - \Omega t), \quad (2)$$

где $\Delta \hat{\epsilon}_{ij}^{0,1} = \epsilon_{ik}^{0,1} \epsilon_{ej}^{0,1} p_{klmn} S_{mn}$ (p_{klmn} — компоненты тензора фотоупругих постоянных, S_{mn} — компоненты тензора деформаций), $(\hat{\epsilon}_e^{0,1})_{ij} = -\epsilon_{ik}^{0,1} \epsilon_{lj}^{0,1} r_{klt} E_t^0$ (r_{klt} — компоненты тензора электрооптических постоянных).

Из уравнений Максвелла следует волновое уравнение вида

$$\nabla^2 E - \nabla(\nabla E) - \frac{1}{c^2} \frac{d^2 D}{dt^2} = 0, \quad (3)$$

где E и D — соответственно вектор напряженности и индукции электрического поля световой волны.

Решение волнового уравнения (3) будем искать в виде суммы двух связанных волн (мод) с медленно меняющимися амплитудами. Предполагается, что в общем случае анизотропной брэгговской дифракции волноводная мода с эффективными показателями преломления N_ν, N_μ дифрагирует в волноводную моду с показателями преломления N_ν, N_μ .

Согласно работе [11], вектор индукции D и напряженности E электрического поля удобно представить в виде

$$D = D_0(x, z) \exp[i(k_0 r - \omega t)] + D_1(x, z) \exp[i(k_1 r - \omega_1 t)], \quad (4)$$

$$E = \left\{ \hat{\varepsilon}_0^{-1} D_0 - \frac{i}{\hat{\varepsilon}} - [\hat{G}n_0, D_0] \right\} \exp[i(k_0 r - \omega t)] + \\ + \left\{ \hat{\varepsilon}_1^{-1} D_1 - \frac{i}{\hat{\varepsilon}_1} [\hat{G}n_1, D_1] \right\} \exp[i(k_1 r - \omega_1 t)], \quad (5)$$

где $D_0 = e_0 e_0^\nu(z) A_0(x) + e_z e_0^\mu(z) B_0(x) + n_0 e_c^\mu(z) C_0(x)$, $D_1 = e_1 e_1^\nu(z) A_1(x) + e_z e_1^\mu(z) B_1(x) + n_1 e_c^\mu(z) C_1(x)$, причем $k_0 = (\omega/c) \sqrt{\bar{\varepsilon}_0} (\sin \varphi_0, 0, \cos \varphi_0)$, $k_1 = (\omega_1/c) \sqrt{\bar{\varepsilon}_1} (-\sin \varphi_1, 0, \cos \varphi_1)$, $\omega_1 = \omega \pm \Omega$. Здесь введены обозначения $\bar{\varepsilon}_0 = \frac{1}{3} \text{Sp}(\hat{\varepsilon}_0)$, $\bar{\varepsilon}_1 = \frac{1}{3} \text{Sp}(\hat{\varepsilon}_1)$, $e_0 = (-\sin \varphi_0, 0, \cos \varphi_0)$, $e_1 = (\sin \varphi_1, 0, \cos \varphi_1)$, $e_z = (0, 0, 1)$, $n_{0,1} = k_{0,1} / |k_{0,1}|$ — единичные векторы; функции $e_0^\nu(z)$, $e_1^\nu(z)$, $(e_0^\mu, e_1^\mu, e_c^\mu, e_c^\mu)$ задают поперечное распределение индукции электрических полей $TE(TM)$ -мод невозмущенного волновода [7]; \hat{G} — тензор гирации. При отсутствии УЗ возмущения в оптическом волноводе распространяются несвязанные TE - и TM -моды, т.е. в выражениях (4), (5) следует положить $A_0 = B_0 = C_0 = A_1 = B_1 = C_1 = 1$. Предполагается также, что малые возмущения диэлектрической проницаемости не приводят к изменению собственных функций волновода [12].

Подставив (4), (5) в волновое уравнение (3), получим систему четырех дифференциальных уравнений относительно комплексных амплитуд A_0, B_0, A_1, B_1 , которую, как показано в [11, 13, 14], удобно представить в виде двух матрично-векторных уравнений относительно векторов $E_0 = (A_0, B_0)^T$, $E_1 = (A_1, B_1)^T$, т.е.

$$\frac{dE_0}{dx} = P E_0 + i \frac{\bar{\varepsilon}_0}{\bar{\varepsilon}_1} Q E_1, \\ \frac{dE_1}{dx} = F E_1 + i \frac{\bar{\varepsilon}_1}{\bar{\varepsilon}_0} C E_0, \quad (6)$$

где

$$P = \begin{pmatrix} i(\Delta_{00}^a + \Delta_{00}^e) & (\rho_0 + i\Delta_{02}^e) \\ (-\rho_0 + i\Delta_{20}^e) & i(\Delta_{22}^a + \Delta_{22}^e) \end{pmatrix}, \\ F = \begin{pmatrix} i(\Delta_{11}^a + \Delta_{11}^e + \delta) & (\rho_1 + i\Delta_{12}^e) \\ (-\rho_1 + i\Delta_{21}^e) & i(\Delta_{22}^a + \Delta_{22}^e + \delta) \end{pmatrix}, \\ C = \begin{pmatrix} \tilde{\kappa}_{10} \tilde{F}_{01} \tilde{\kappa}_{20} \tilde{F}_{02} \\ \tilde{\kappa}_{21} \tilde{F}_{12} \tilde{\kappa}_{22} \tilde{F}_{12} \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{pmatrix} \kappa_{01} F_{01} \kappa_{02} F_{02} \\ \kappa_{12} F_{12} \kappa_{22} F_{22} \end{pmatrix}.$$

Здесь $\rho_0 = q_0(\hat{G}n_0)n_0$, $\rho_1 = q_1(\hat{G}n_1)n_1$, $\Delta_{00}^a = q_0\{e_0(\hat{\varepsilon}^0 - \bar{\varepsilon}_0)e_0\}$, $\Delta_{00}^e = q_0(e_0\hat{\Delta}\varepsilon_e^0 e_0)$, $\Delta_{11}^a = q_0\{e_1(\hat{\varepsilon}^1 - \bar{\varepsilon}_1)e_1\}$, $\Delta_{22}^a = \tilde{q}_1\{e_2(\hat{\varepsilon}^1 - \bar{\varepsilon}_1)e_2\}$, $\Delta_{11}^e = \tilde{q}_0(e_1\hat{\Delta}\varepsilon_e^1 e_1)$, $\Delta_{12}^e = \Delta_{21}^e = \tilde{q}_1(e_1\hat{\Delta}\varepsilon_e^1 e_2)$, $\Delta_{02}^e = q_0(e_0\hat{\Delta}\varepsilon_e^0 e_2)$, $\Delta_{20}^e = q_1(e_2\hat{\Delta}\varepsilon_e^0 e_0)$, $\Delta_{22}^e = \tilde{q}_1(e_2\hat{\Delta}\varepsilon_e^0 e_2)$, $\delta = (k_1 - k_0 - K)e_x$ — отстройка фазового синхронизма, где $q_0 = \omega/2c\sqrt{\bar{\varepsilon}_0} \cos \varphi_0$, $q_1 = \omega_1/2c\sqrt{\bar{\varepsilon}_0} \cos \varphi_0$, $\tilde{q}_0 = \omega/2c\sqrt{\bar{\varepsilon}_1} \cos \varphi_1$, $\tilde{q}_1 = \omega_1/2c\sqrt{\bar{\varepsilon}_1} \cos \varphi_1$, $e_0, e_1, e_2 = (0, 1, 0)$, $e_x = (1, 0, 0)$ — единичные векторы. Величины $\kappa_{ij}(\tilde{\kappa}_{ij})$ выражаются через свертки тензоров $\hat{\Delta}\varepsilon^0$, $\hat{\Delta}\varepsilon^1$ с векторами e_0, e_1, e_2 , т.е. $\kappa_{ij} = (\pi/2\lambda_0)(e_i\hat{\Delta}\varepsilon^0 e_j)$, $\tilde{\kappa}_{ij} = (\pi/2\lambda_0)(e_i\hat{\Delta}\varepsilon^1 e_j)$, где $i, j = 0, 1, 2$. Интегралы перекрытия F_{ij} даются соотношениями

$$F_{01} = \int_0^h (e_0^\nu V_{22} e_1^\nu) dz / \int_{-\infty}^0 |e_0^\nu|^2 dz, \quad F_{02} = \int_0^h (e_0^\nu V_{22} e_0^\mu) dz / \int_{-\infty}^0 |e_0^\nu|^2 dz,$$

$$F_{12} = \int_0^h (e_0^\mu V_{22} e_1^\nu) dz / \int_{-\infty}^0 |e_0^\mu|^2 dz, \quad F_{22} = \int_0^h (e_0^\mu V_{22} e_0^\mu) dz / \int_{-\infty}^0 |e_0^\mu|^2 dz. \quad (7)$$

Волнистая линия сверху в выражениях F_{ij} обозначает замену $\nu \rightarrow \bar{\nu}$, $\mu \rightarrow \bar{\mu}$, $1 \rightarrow 0$, $0 \rightarrow 1$ в выражениях (7).

Для маломодовых оптических волноводов и невысоких частот ультразвука ($f < 1$ ГГц), когда толщина волноводной пленки h мала по сравнению с длиной акустической волны Λ , можно полагать, что поперечное распределение упругих деформаций $V_{q2}(z)$ однородно [10]

$$V_{q2}(z) = \begin{cases} 1, & 0 \leq z \leq h, \\ 0, & z \leq 0, \quad z \geq h. \end{cases}$$

В случае неколлинеарной изотропной брэгговской дифракции ($\nu = \bar{\nu}$, $\mu = \bar{\mu}$) световой волны, распространяющейся под малым углом ($\varphi_0 \ll 1$) к оси X на ПАВ, распространяющейся вдоль оси Y , совпадающей по направлению с одной из кристаллографических осей или направлением $[110]$, в системе уравнений (6) следует положить $\kappa_{01} = \kappa_{10} = \kappa_1 = -\pi(\bar{\varepsilon}_0)^{3/2} F_{\parallel} p_{\circ\phi}^{\parallel} B_{22}/2\lambda_0$, $\kappa_{22} = \kappa_2 = -\pi(\bar{\varepsilon}_0)^{3/2} F_{\perp} p_{\circ\phi}^{\perp} B_{22}/2\lambda_0$, $\kappa_{02} = \kappa_{20} = \kappa_{12} = \kappa_{21} = \kappa_3 = -\pi(\bar{\varepsilon}_0)^{3/2} F p_{\circ\phi} B_{32}/2\lambda_0$, где $F_{\parallel} = F_{01} \approx F_{10}$, $F_{\perp} = F_{22} \approx \tilde{F}_{22}$, $F = F_{02} \approx F_{20} \approx F_{12} \approx F_{21}$. Будем полагать в дальнейшем, что $\Delta_{00}^a \approx \Delta_{11}^a = \Delta_1$, $\Delta_{22}^a = \Delta_2$, $|\Delta_2 - \Delta_1|x \ll 1$; $\rho_0 \approx \rho_1 = \rho$.

При дифракции на ПАВ, распространяющейся в направлении $[001]$, $p_{\circ\phi}^{\parallel} = p_{11}$, $p_{\circ\phi}^{\perp} = p_{12}$, $p_{\circ\phi} = p_{44}$; в направлении $[110]$ — $p_{\circ\phi}^{\parallel} = (1/4)(2p_{11} + p_{13} + p_{12} + 4p_{44})$, $p_{\circ\phi}^{\perp} = (1/2)(p_{12} + p_{21})$, $p_{\circ\phi} = p_{44}$ и в направлении $[111]$ $p_{\circ\phi}^{\parallel} = (1/3)(p_{11} + p_{12} + p_{21} + 4p_{44})$, $p_{\circ\phi}^{\perp} = (1/3)(p_{11} + p_{12} + p_{21} - 2p_{44})$, $p_{\circ\phi} = (1/3)(2p_{11} - p_{12} - p_{21} - 4p_{44})$.

В дальнейшем считается, что внешнее поле E^0 направлено вдоль X , поскольку в этом случае электроиндуцированная анизотропия оказывает существенное влияние на поляризацию дифрагированных мод. При этом следует положить $\Delta_{20}^e = \Delta_{02}^e = \Delta_{12}^e = \Delta_{21}^e = \Delta = -\pi(\bar{\epsilon}_0)^{3/2} r_{41} E^0 / \lambda_0$, $\Delta_{00}^e = \Delta_{11}^e = \Delta_{22}^e = 0$. Кроме того, в дальнейших расчетах учитываем неравенства $\kappa_3 \ll \kappa_1$, $\kappa_3 \ll \kappa_2$, которые выполняются благодаря условиям $(1 - V_r^2/V_e^2)^{1/2} \ll 1$, $p_{\text{оф}} \ll p_{\text{оф}}^{\parallel, \perp}$ (V_e — скорость продольной УЗ волны).

Рассмотрим случай неколлинеарной изотропной брэгговской дифракции световой волны, распространяющейся под малым углом φ_0 к оси X на ПАВ рэлеевской поляризации, распространяющейся вдоль оси Y . С использованием матричного метода [15] и граничных условий $E_0(x=0) = (A_{\perp}, A_{\parallel})^T$, $E_1(x=0) = (0, 0)^T$ (A_{\perp} , A_{\parallel} — комплексные амплитуды падающей световой волны на границе области АО взаимодействия $x=0$ для TE - и TM -составляющих соответственно) выражение для амплитуды дифрагированной волны на выходной грани $x=1$ области АО взаимодействия можно представить в виде

$$E_1 = i\Phi_1 \left\{ [(R \sin a_1 1 + \tilde{R} \sin a_2 1)A_{\perp} + Q(\cos a_2 1 - \cos a_1 1)A_{\parallel} - N(\sin(a_2 1)/a_2 - \sin(a_1 1)/a_1)A_{\parallel}] + i[P(\cos a_2 1 - \cos a_1 1)A_{\parallel} - F(\sin(a_2 1)/a_2 - \sin(a_1 1)/a_1)A_{\parallel}] \right\} e_2 + i\Phi_2 \left\{ (R \sin a_1 1 + \tilde{R} \sin a_2 1)A_{\parallel} - Q(\cos a_2 1 - \cos a_1 1)A_{\perp} + N(\sin(a_2 1)/a_2 - \sin(a_1 1)/a_1)A_{\perp} + i[F(\sin(a_1 1)/a_1 - \sin(a_2 1)/a_2)A_{\perp} + P(\cos a_2 1 - \cos a_1 1)A_{\perp}] \right\} e_1, \quad (8)$$

где

$$R = \frac{\kappa_{\parallel} [\kappa_{\parallel}^2 + \delta^2/4 + 2\Delta^2 + 2\rho^2 + (\rho^2 + \Delta^2)(\kappa_{\perp}/\kappa_{\parallel}) - a_2^2]}{a_1(a_1^2 - a_2^2)},$$

$$Q = \frac{\rho(\kappa_{\parallel} + \kappa_{\perp})}{a_1^2 - a_2^2}, \quad F = \frac{\delta\rho(\kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp})}{2(a_1^2 - a_2^2)},$$

$$P = \frac{\Delta(\kappa_{\parallel} + \kappa_{\perp})}{a_1^2 - a_2^2}, \quad N = \frac{\delta\Delta(\kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp})}{2(a_1^2 - a_2^2)},$$

$a_{1,2} = \{(\rho^2 + \Delta^2 + \kappa_{\parallel}^2/2 + \kappa_{\perp}^2/2 + \delta^2/4) \pm [(\kappa_{\parallel}^2/2 + \kappa_{\perp}^2/2 + \rho^2 + \Delta^2)^2 + (\Delta^2 + \rho^2)\delta^2 - (\Delta^2 + \rho^2 - \kappa_{\parallel}\kappa_{\perp})^2]^{1/2}\}^{1/2}$, $\Phi_{1,2} = \exp i(\Delta_{1,2} + \frac{1}{2}\delta)1$, причем $\kappa_{\parallel} = -p_{\text{оф}}^{\parallel} F_{\parallel} q (2I_{ak}/\sigma V_r^3)^{1/2}$, $\kappa_{\perp} = -p_{\text{оф}}^{\perp} F_{\perp} q (2I_{ak}/\sigma V_r^3)^{1/2}$, где I_{ak} — интенсивность УЗ волны, σ — плотность кристалла, $q = \pi(\bar{\epsilon}_0)^{3/2}/2\lambda_0$.

Волнистая линия сверху в выражении для R соответствует замене $a_1 \leftrightarrow a_2$, а волнистая линия снизу — замене $\kappa_{\parallel} \leftrightarrow \kappa_{\perp}$. Для малых частот ультразвука следует считать $F_{\parallel} \approx F_{\perp} \approx 1$. При отсутствии внешнего электрического поля ($E^0 = 0$) выражение (8) совпадает с выражением для напряженности поля дифрагированной волны, обсуждавшимся ранее в работе [7].

Поляризационные и энергетические характеристики дифрагированного света несложно рассчитать с помощью выражения (8). При этом эффективность дифракции (η_1), азимут поляризации (Ψ_1) и эллиптичность (τ_1) даются соотношениями $\eta_1 = |E_1|^2 / (|A_{\parallel}|^2 + |A_{\perp}|^2)$, $\Psi_1 = 1/2 \arctg[2 \operatorname{Re}(\kappa) / (1 - |\kappa|^2)]$, $\tau_1 = \operatorname{tg}\{(1/2) \arcsin[2 \operatorname{Im}(\kappa) / (1 + |\kappa|^2)]\}$, где $\kappa = (E_1 e_2) / (E_1 e_1)$.

Из выражения (8) следует, что для линейно поляризованной падающей волны (A_{\parallel} , A_{\perp} — вещественные) дифрагированные волны поляризованы эллиптически. При этом эллиптичность дифрагированного света определяется акустоиндуцированной анизотропией, наведенной внешним электрическим полем, анизотропией фотоупругости ($p_{\theta\phi}^{\parallel} \neq p_{\theta\phi}^{\perp}$), гиротропией кристалла.

Исследования проводились для волноводной пленки из кристалла германата висмута ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$), нанесенной на подложку из кристалла силиката висмута ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$). При численных расчетах предполагалось, что излучение He-Ne лазера ($\lambda_0 = 0.63 \text{ мкм}$) дифрагирует на рэлеевской ПАВ частотой $f = 240 \text{ МГц}$, распространяющейся вдоль оси [001]. Показатели преломления покрытия, волноводной пленки и подложки полагались равными $n_c = 1$, $n_1 = 2.55$, $n_s = 2.5424$. Фотоупругие параметры, плотность кристалла, удельное вращение плоскости поляризации и толщина волноводной пленки равны соответственно $p_{11} = 0.12$, $p_{12} = 0.09$, $\sigma = 9.22 \text{ г/см}^3$, $\rho = 22 \text{ град/мм}$ (3.84 см^{-1}), $h = 5.8 \text{ мкм}$.

На рис. 1 приведена зависимость эффективности дифракции η_1 от интенсивности УЗ волны I_{ak} для различных значений напряженности электрического поля E^0 . Расчеты показывают, что внешнее электрическое поле влияет на эффективность дифракции лишь при отсутствии гиротропии ($\rho = 0$). При "включении" гиротропии и увеличении E^0 вплоть до 10 кВ/см зависимость $\eta_1(I_{ak})$ не изменяется.

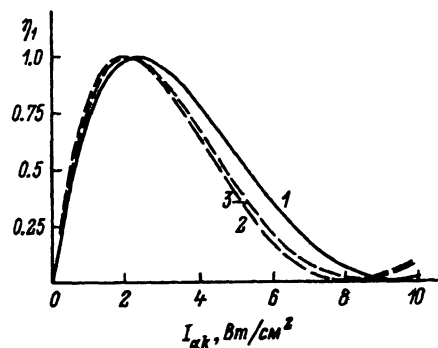


Рис. 1. Зависимость эффективности дифракции η_1 от интенсивности ультразвука I_{ak} .

1 — при наличии гиротропии ($E^0 = 0$ и $E^0 = 2 \text{ кВ/см}$); 2, 3 — при отсутствии гиротропии ($E^0 = 0$ и $E^0 = 2 \text{ кВ/см}$ соответственно).

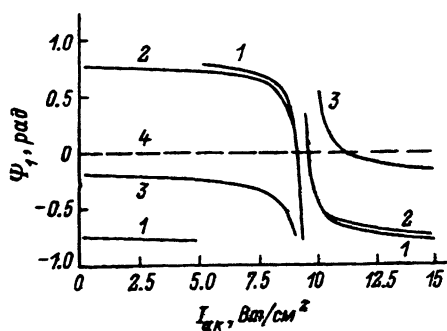


Рис. 2. Зависимость азимута поляризации Ψ_1 дифрагированного света от интенсивности ультразвука I_{ak} при наличии гиротропии.

1 — $E^0 = 0$, 2 — $E^0 = 2 \text{ кВ/см}$, 3 — $E^0 = 10 \text{ кВ/см}$, 4 — при ее отсутствии.

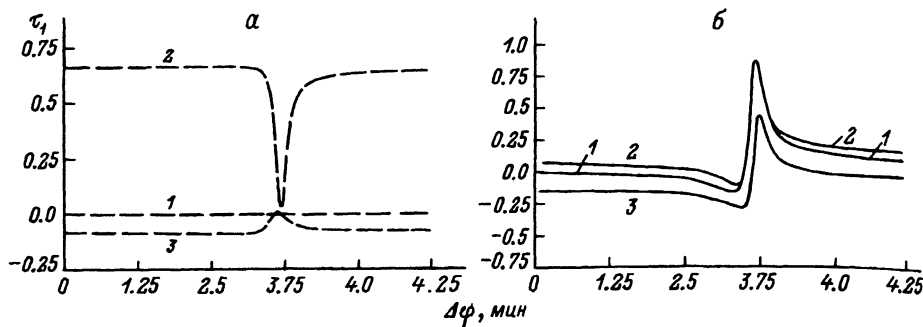


Рис. 3. Зависимость эллиптичности τ_1 дифрагированного света от угловой расстройки $\Delta\varphi$ без учета гиротропии (а) и с учетом гиротропии (б) при различных значениях напряженности внешнего электрического поля.

E^0 , кВ/см: 1 — 0, 2 — 2, 3 — 10.

На рис. 2 представлена зависимость азимута поляризации Ψ_1 дифрагированного света от интенсивности УЗ волны при различных значениях напряженности внешнего электрического поля. Видно, что включение внешнего электрического поля при отсутствии гиротропии не изменяет азимута поляризации дифрагированного света. При учете гиротропии азимут поляризации существенно зависит от величины внешнего электрического поля.

Зависимость эллиптичности τ_1 дифрагированного света от угловой расстройки $\Delta\varphi = (\Lambda/\pi)\delta$ представлена на рис. 3. Видно, что при "включении" гиротропии (рис. 3,б) значительно изменяется эллиптичность дифрагированного света.

Таким образом, для рассмотренной геометрии брэгговской акусто-оптической дифракции в гиротропном волноводе ($K \parallel [010]$, $E^0 \parallel [100]$) эффективность дифракции практически не зависит от внешнего управляющего поля, однако поляризационные характеристики (эллиптичность τ_1 и азимут Ψ_1) испытывают существенные изменения. Полученные результаты могут быть использованы при создании гибридных интегрально-оптических ячеек, совмещающих в себе функции акусто-оптического модулятора и электрооптического переключателя плоскости поляризации.

Авторы признательны В.Н.Белому за полезное обсуждение работы.

Настоящая работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь.

Список литературы

- [1] Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. М., 1990. 96 с.
- [2] Белый В.Н., Ропот П.И., Шепелевич В.В. // Опт. и спектр. 1991. Т. 71. Вып. 1. С. 70–76.
- [3] Белый В.Н., Ропот П.И., Шепелевич В.В. // Изв. АН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 1992. № 3–4. С. 55–62.
- [4] Яковкин И.Б., Петров Д.В. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. Новосибирск, 1979. 184 с.
- [5] Абусев В.М., Леонов Е.Н., Липовский А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 17. С. 1555–1560.

- [6] Youden K.E., Eason R.W., Gower M.C., Vainos N.A. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59. N 16. P. 1929–1931.
- [7] Кулак Г.В., Ропот П.И. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 1. С. 139–145.
- [8] Гончаренко А.М., Карпенко В.А. Основы теории оптических волноводов. Минск, 1983. 237 с.
- [9] Дьельсан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М., 1982. 424 с.
- [10] Введение в интегральную оптику / Под ред. М.Барноски. М., 1977. 367 с.
- [11] Vachss F., Hesselink L. // J. Opt. Soc. Am. 1987. Vol. 4. N 2. З. 325–329.
- [12] Киселев В.А. // Квантовая электрон. 1974. Т. 1. № 4. С. 899–907.
- [13] Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1992. Т. 72. Вып. 4. С. 157–159.
- [14] Белый В.Н., Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1993. Т. 75. Вып. 1. С. 105–109.
- [15] Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. М., 1988. 552 с.
-