

01;07;08

©1994 г.

ПЛАНАРНОЕ БРЭГГОВСКОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Г.В.Кулак, П.И.Ропот

Исследованы особенности неколлинеарного брэгговского акустооптического (АО) взаимодействия в гиротропных кубических кристаллах рэлеевских поверхностных акустических волнах (ПАВ). В приближении теории связанных волн получена система уравнений, описывающая АО взаимодействие в планарных оптических волноводах. Рассмотрен частный случай изотропной брэгговской дифракции световой волны на ПАВ, распространяющейся вдоль кристаллографической оси второго порядка гиротропного кубического кристалла. Установлена зависимость эффективности дифракции от интенсивности ультразвука и длины АО взаимодействия. Исследована динамика углового спектра дифрагированного света при изменении интенсивности ультразвука.

Исследование планарного акустооптического (АО) взаимодействия в гиротропных средах представляет значительный интерес для оптоэлектроники [1], поскольку ряд таких перспективных материалов, как кристаллы силенита ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{Ti}_{20}$), обладают высокой удельной вращательной способностью. В [2-4] показано, что в изотропной среде и в кубических кристаллах гиротропию необходимо принимать во внимание при любой геометрии взаимодействия световых пучков с ультразвуковой (УЗ) волной. В работе [5] в предположении заданной (циркулярной) поляризации дифрагирующих волн исследовано влияние естественной оптической активности на дифракцию света на ПАВ. В данной работе с использованием теории связанных волн для гиротропного диэлектрика [6] рассмотрены особенности планарного брэгговского АО взаимодействия в гиротропных средах.

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 [7] показано, что в гиротропном оптическом волноводе в общем случае существуют гибридные волны (моды), которые можно разделить на TE - и TM -подобные. Несложно показать, однако, что для маломодовых оптических волноводов на основе кристаллов силенита оптическая гиротропия приводит лишь к малому возмущению тензора диэлектрической проницаемости кристаллической волно-

водной пленки и как следствие приближенному разделению на TE - и TM -моды.

Для TE -моды номера ν , распространяющейся под углом φ к оси OX системы координат XYZ , вектор-функция поляризации, учитывающая пространственное распределение индукции электрического поля невозмущенного волновода, имеет вид [5]

$$e_1^\nu(z) = (-\sin \varphi, 0, \cos \varphi)^\tau e_1^\nu(z), \quad (1)$$

где символ τ означает транспонирование,

$$e_1^\nu(z) = \begin{cases} AR_{\text{exp}}[-k\gamma_c^\nu(z-h)], & z > h, \\ A \cos[k\gamma_f^\nu z - \Phi_s^\nu], & h > z > 0, \\ AR_s \exp[k\gamma_s^\nu z], & z < 0. \end{cases}$$

Здесь введены обозначения $\text{tg } \Phi_s^\nu = \gamma_s^\nu/\gamma_f^\nu$; $\gamma_c^\nu = (N_\nu^2 - 1)^{1/2}$, $\gamma_f^\nu = (n_f^2 - N_\nu^2)^{1/2}$, $\gamma_s^\nu = (N_\nu^2 - n_s^2)^{1/2}$; $R_c = [(n_f^2 - N_\nu^2)/(n_f^2 - n_c^2)]^{1/2}$, $R_s = [(n_f^2 - N_\nu^2)]^{1/2}$; $k = 2\pi/\lambda_0$ (λ_0 — длина световой волны в вакууме); N — эффективный показатель преломления волноводной моды, который определяется из дисперсионного уравнения; постоянная A находится из условия нормировки.

Вектор-функция поляризации для TM -моды номера μ дается соотношением

$$e_{1z}^\mu(z) = \left(\frac{i \cos \varphi}{k} \frac{\partial}{\partial z}, \frac{i \sin \varphi}{k} \frac{\partial}{\partial z}, N_\mu \right)^\tau e_{1z}^\mu(z), \quad (2)$$

где

$$e_{1z}^\mu(z) = \begin{cases} BQ_0 \exp[-k\gamma_c^\mu(z-h)], & z > h, \\ B \cos(k\gamma_f^\mu z - \varphi_s), & h > z > 0, \\ BQ_s \exp[k\gamma_s^\mu z], & z < 0, \end{cases}$$

причем $\text{tg } \varphi_s = (n_f^2 \gamma_s^2 n_s^2 \gamma_f^\mu)$, $q_c = N_\mu^2/n_f^2 + N_\mu^2/n_c^2 - 1$, $q_s = N_\mu^2/n_f^2 + N_\mu^2/n_s^2 - 1$; $\gamma_c^\mu = (n_\mu^2 - 1)^{1/2}$, $\gamma_f^\mu = (n_f^2 - N_\mu^2)^{1/2}$, $\gamma_s^\mu = (N_\mu^2 - n_s^2)^{1/2}$; $Q_c = [(n_f^2 - N_\mu^2)n_c^2/(n_f^2 - n_c^2)q_c n_f^2]^{1/2}$, $Q_s = [(n_f^2 - N_\mu^2)n_s^2/(n_f^2 - n_s^2)q_s n_f^2]^{1/2}$; B — постоянная, определяемая из условия нормировки.

Предположим, что вдоль кристаллографической оси гиротропного кубического кристалла распространяется ПАВ рэлеевской поляризации. Известно, что наряду с экспоненциальным затуханием изменение нормальной составляющей амплитуды смещения УЗ волны в общем случае имеет осциллирующий характер [8]. Компоненты тензора деформации ПАВ запишем в виде [9]

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

где B_{q2} — амплитуда деформации; $V_{q2}(z)$ — 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 анизотропией. При этом эффективные тензоры диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}^0(\hat{\varepsilon}^1)$ для волноводных мод с эффективными показателями преломления N_ν , N_μ ($N_{\bar{\nu}}$, $N_{\bar{\mu}}$) имеют отличные от нуля компоненты $\varepsilon_{11}^0 = N_\nu^2$ ($\varepsilon_{11}^1 = N_{\bar{\nu}}^2$), $\varepsilon_{22}^0 = N_\mu^2$ ($\varepsilon_{22}^1 = N_{\bar{\mu}}^2$), $\varepsilon_{33}^0 = N_\nu^2$ ($\varepsilon_{33}^1 = N_{\bar{\mu}}^2$). УЗ волна создает для каждой из мод в пространстве и времени периодическую решетку диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon}_{0,1} = \hat{\varepsilon}^{0,1} + \Delta\hat{\varepsilon}^{0,1} \cos(\mathbf{K}\mathbf{r} - \Omega t), \quad (4)$$

где $\Delta\varepsilon_{ij}^{0,1} = -\varepsilon_{ik}^{0,1} \varepsilon_{ij}^{0,1} P_{klmn} s_{mn}$ (p_{klmn} — компоненты тензора фотоупругих постоянных, s_{mn} — компоненты тензора деформации).

Из уравнений Максвелла следует волновое уравнение вида

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \mathbf{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = 0, \quad (5)$$

где \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля световой волны, \mathbf{D} — вектор индукции электрического поля.

Решение волнового уравнения (5) будем искать в виде суммы двух связанных волн (мод) с медленно меняющимися амплитудами. Предполагается, что в общем случае анизотропной брэгговской дифракции волновая мода с эффективными показателями преломления N_ν , N_μ дифрагирует в волновую моду с эффективными показателями преломления $N_{\bar{\nu}}$, $N_{\bar{\mu}}$: С учетом результатов работы [10] вектор индукции \mathbf{D} и вектор напряженности \mathbf{E} электрического поля ищем в виде

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_0(x, z) \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega t)] + \mathbf{D}(x, z) \exp[i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t)], \quad (6)$$

$$\mathbf{E} = \left\{ \hat{\varepsilon}_0^{-1} \mathbf{D}_0 - \frac{1}{\varepsilon} [\hat{G} \mathbf{n}_0, \mathbf{D}_0] \right\} \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega t)] + \left\{ \hat{\varepsilon}_1^{-1} \mathbf{D}_1 - \frac{1}{\varepsilon} [\hat{G} \mathbf{n}_1, \mathbf{D}_1] \right\} \times \\ \times \exp[i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t)], \quad (7)$$

где

$$\mathbf{D}_0 = \mathbf{e}_1^\nu(z) A_0(x) + (\mathbf{e}_{1z}^\mu \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z B_0(x) + (\mathbf{e}_{1z}^\mu \mathbf{n}_0) C_0(x), \\ \mathbf{D}_1 = \mathbf{e}_2^\nu(z) A_1(x) + (\mathbf{e}_{1z}^\mu \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z B_1(x) + (\mathbf{e}_{1z}^\mu \mathbf{n}_1) \mathbf{n}_1 C_1(x), \\ \mathbf{k}_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} (\sin \varphi, 0, \cos \varphi), \\ \mathbf{k}_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} (-\sin \varphi_1, 0, \cos \varphi_1);$$

$\omega_1 = \omega \pm \Omega$; $\mathbf{e}_2^\nu = \mathbf{e}_1^\nu$ при учете замены φ на $-\varphi$. Здесь $\varphi(\varphi_1)$ — угол между $\mathbf{k}_0(\mathbf{k}_1)$ и осью OX ; $\mathbf{n}_0 = \mathbf{k}_0/|\mathbf{k}_0|$, $\mathbf{n}_1 = \mathbf{k}_1/|\mathbf{k}_1|$; \mathbf{e}_z — единичный вектор вдоль оси OZ ; $\bar{\varepsilon}_0 = \frac{1}{3} \text{Sp}(\hat{\varepsilon}_0)$, $\bar{\varepsilon}_1 = \frac{1}{3} \text{Sp}(\hat{\varepsilon}_1)$; \hat{G} — тензор гирации.

При отсутствии УЗ волны в оптическом волноводе распространяются TE - и TM -моды, т.е. в выражениях (6), (7) следует положить $A_0 = B_0 = C_0 = A_1 = B_1 = C_1 = 1$ [8]. Предполагается, что малые

возмущения диэлектрической проницаемости, обусловленные распространением УЗ волны, не приводят к изменению собственных функций волновода [11].

Подставив (6), (7) в волновое уравнение (5), получим систему четырех дифференциальных уравнений относительно комплексных амплитуд A_0, B_0, A_1, B_1 , которую, как показано в [10,12], удобно представить в виде двух матрично-векторных уравнений относительно векторов $\mathbf{E}_0 = (A_0, B_0)^T, \mathbf{E}_1 = (A_1, B_1)^T$, т.е.

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{E}_0}{dx} &= P\mathbf{E}_0 + i\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}Q\mathbf{E}_1, \\ \frac{d\mathbf{E}_1}{dx} &= F\mathbf{E}_1 + i\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}C\mathbf{E}_0, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$P = \begin{pmatrix} 1\Delta_1 & \rho_0 \\ -\rho_0 & i\Delta_2 \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{pmatrix} \kappa_{01}, F_{01} & \kappa_{02}F_{02} \\ \kappa_{12}F_{12} & \kappa_{22}F_{22} \end{pmatrix},$$

$$F = \begin{pmatrix} i(\delta + \tilde{\delta}_1) & \rho_1 \\ -\rho_1 & i(\delta + \tilde{\Delta}_2) \end{pmatrix}, \quad C = \begin{pmatrix} \tilde{\kappa}_{10}\tilde{F}_{01} & \tilde{\kappa}_{20}\tilde{F}_{02} \\ \tilde{\kappa}_{21}\tilde{F}_{12} & \tilde{\kappa}_{22}\tilde{F}_{22} \end{pmatrix}.$$

Здесь $\rho_0 = q_0(\hat{G}\mathbf{n}_0)\mathbf{n}_0, \rho_1 = \tilde{q}_1(\hat{G}\mathbf{n}_1)\mathbf{n}_1, \Delta_1 = q_0\{\mathbf{e}_0(\hat{\varepsilon}^\circ - \bar{\varepsilon}_0)\mathbf{e}_0\}, \Delta_2 = q_1\{\mathbf{e}_2(\hat{\varepsilon}^\circ - \bar{\varepsilon}_0)\mathbf{e}_0\}, \tilde{\Delta}_1 = \tilde{q}_0\{\mathbf{e}_1(\hat{\varepsilon}^1 - \bar{\varepsilon}_1)\mathbf{e}_1\}, \tilde{\Delta}_2 = \tilde{q}_1\{\mathbf{e}_2(\hat{\varepsilon}^1 - \bar{\varepsilon}_1)\mathbf{e}_2\}$ ($q_0 = \omega/2c\sqrt{\varepsilon_0} \cos \varphi, q_1 = \omega_1/2c\sqrt{\varepsilon_0} \cos \varphi, \tilde{q}_0 = \omega/2c\sqrt{\varepsilon_1} \cos \varphi_1, \tilde{q}_1 = \omega_1/2c\sqrt{\varepsilon_1} \cos \varphi_1$); $\delta = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0 - \mathbf{k})\mathbf{e}_z$ — отстройка фазового синхронизма. Величины $\kappa_{ij}(\tilde{\kappa}_{ij})$ выражаются через свертки тензоров $\Delta\hat{\varepsilon}^\circ(\Delta\hat{\varepsilon}^1)$ с единичными векторами $\mathbf{e}_0 = (-\sin \varphi, 0, \cos \varphi)^T, \mathbf{e}_1 = (\sin \varphi_1, \cos \varphi_1, 0)^T, \mathbf{e}_2 = (0, 1, 0)^T$, т.е.

$$\kappa_{ij} = \frac{\pi}{2\lambda_0}(\mathbf{e}_i\Delta\hat{\varepsilon}^\circ\mathbf{e}_j), \quad \tilde{\kappa}_{ij} = \frac{\pi}{2\lambda_0}(\mathbf{e}_i\Delta\hat{\varepsilon}^1\mathbf{e}_j),$$

где $i, j = 0, 1, 2$.

Интегралы перекрытия F_{ij} даются соотношениями

$$F_{01} = \int_0^h (e_1^\nu V_{22} e_2^\nu) dz / \int_{-\infty}^0 |e_1^\nu|^2 dz, \quad F_{02} = \int_0^h (e_1^\nu V_{22} e_{1z}^\mu) dz / \int_{-\infty}^0 |e_1^\nu|^2 dz,$$

$$F_{12} = \int_0^h (e_{1z}^\mu V_{22} e_2^\nu) dz / \int_{-\infty}^0 |e_{1z}^\mu|^2 dz, \quad F_{22} = \int_0^h (e_{1z}^\mu V_{22} e_{1z}^\mu) dz / \int_{-\infty}^0 |e_{1z}^\mu|^2 dz.$$

Волнистая линия сверху в выражениях F_{ij} означает замену $\nu \rightarrow \bar{\nu}, \mu \rightarrow \bar{\mu}$. При выводе системы уравнений (8) полагалось, что компоненты тензоров и амплитуды полей, входящих в нее, удовлетворяют соотношениям

$$(\varepsilon_{ij}^{0,1} - \bar{\varepsilon}_{0,1}), \quad \Delta\varepsilon_{ij}^{0,1}, \quad G_{ij} \ll \varepsilon_{0,1}; \quad |d\bar{E}_{0,1}/dx|(\varepsilon_{ij}^{0,1} - \bar{\varepsilon}_{0,1}),$$

$$(\varepsilon_{i,j}^{0,1} - \bar{\varepsilon}_{0,1})G_{kl}, \quad G_{ij}G_{kl} \ll 1; \quad |C_{0,1}| \sim (\varepsilon_{ij}^{0,1} - \bar{\varepsilon}_{0,1})|\mathbf{E}_{0,1}|,$$

$$|C_{0,1}| \sim G_{ij}|\mathbf{E}_{0,1}| \quad (i, j, k, l = 1, 2, 3).$$

Для мономодовых оптических волноводов и невысоких частот ультразвука ($f < 1$ ГГц), когда толщина волноводной пленки h мала по сравнению с длиной акустической волны Λ , можно принять, что функция поперечного распределения ПАВ [9]

$$V_{q2}(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq z \leq h, \\ 0 & \text{при } z < 0, z > h. \end{cases}$$

В случае неколлинеарной изотропной брэгговской дифракции ($\nu \rightarrow \bar{\nu}$, $\mu \rightarrow \bar{\omega}$) световой волны, распространяющейся под малым углом ($\varphi \ll 1$) к оси [100], на ПАВ, распространяющейся вдоль кристаллографического направления [010], в системе уравнений (8) следует полагать $\kappa_{01} = \kappa_{10} = -\pi(\bar{\varepsilon}_0)^{3/2}p_{11}B_{22}/2\lambda_0$, $\kappa_{22} = -\pi(\bar{\varepsilon}_0)^{3/2}p_{21}B_{22}/2\lambda_0$, $\kappa_{02} = \kappa_{12} = \kappa_{21} = \kappa_{20} = -\pi(\bar{\varepsilon}_0)^{3/2}p_{44}B_{32}/2\lambda_0$. С использованием [5,8] несложно показать, что $p_{44}B_{32} \ll p_{11}B_{22}$, $p_{21}B_{22}$.

Общее выражение для амплитуды дифрагированной волны \mathbf{E}_1 можно получить лишь при условии $|\mathbf{E}_1| \ll |\mathbf{E}_0|$, которое справедливо при малой интенсивности ультразвука. Для малой линейной анизотропии ($|\Delta_2 - \Delta_1| \ll 1$) с использованием матричного метода [13] и граничных условий $\mathbf{E}_0(x=0) = (A_\perp, A_\parallel)^T$, $\mathbf{E}_1(x=0) = (0, 0)^T$ (A_\perp, A_\parallel — комплексные амплитуды падающей световой волны на границе области АО взаимодействия для TE - и TM -составляющей соответственно) выражение для амплитуды дифрагированной волны на выходной грани ($x=1$) области АО взаимодействия можно представить в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 = & ie^{i(\Delta + \frac{1}{2}\delta)l} \left\{ \left[\begin{array}{c} \tilde{R} \sin \alpha_1 l + \tilde{R} \sin \alpha_2 l \\ \tilde{R} \end{array} \right] A_\perp + \left[Q(\cos \alpha_2 l - \cos \alpha_1 l) + \right. \right. \\ & \left. \left. + iF_1 \left(\frac{\sin \alpha_1 l \sin \alpha_2}{\alpha_1 \alpha_2} \right) \right] A_\parallel \right\} \mathbf{e}_2 + ie^{i(\Delta_2 + \frac{1}{2}\delta)l} \left\{ \left(R \sin \alpha_1 l + \tilde{R} \sin \alpha_2 l \right) A_\parallel - \right. \\ & \left. - \left[Q_1(\cos \alpha_2 l - \cos \alpha_1 l) - iF_1 \left(\frac{\sin \alpha_1 l}{\alpha_1} - \frac{\sin \alpha_2 l}{\alpha_2} \right) \right] A_\perp \right\} \mathbf{e}_1, \end{aligned} \quad (9)$$

$$F_1 = \frac{\rho\delta(\kappa_\parallel F_\parallel - \kappa_\perp F_\perp)}{2(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)}, \quad Q_1 = \frac{\rho(\kappa_\parallel F_\parallel + \kappa_\perp F_\perp)}{\alpha_1^2 - \alpha_2^2},$$

$$R = \frac{\kappa_\parallel F_\parallel (2\rho^2 + \kappa_\parallel^2 F_\parallel^2 + \frac{1}{4}\delta^2 - \alpha_2^2 + \rho^2 \kappa_\perp F_\perp / \kappa_\parallel F_\parallel)}{\alpha_1(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)},$$

$$\alpha_{1,2} = \left\{ \left(\rho^2 + \frac{1}{2}\kappa_\parallel^2 F_\parallel^2 + \frac{1}{2}\kappa_\perp^2 F_\perp^2 + \frac{1}{4}\delta^2 \right) \pm \left[\left(\rho^2 + \frac{1}{2}\kappa_\parallel^2 F_\parallel^2 + \frac{1}{2}\kappa_\perp F_\perp \right)^2 - \right. \right.$$

$$\left. - (\rho^2 - \kappa_{\parallel} \kappa_{\perp} F_{\parallel} F_{\perp})^2 + \rho^2 \delta^2 \right]^{1/2},$$

причем

$$\kappa_{\parallel} = -\pi(\bar{\epsilon}_0)^{3/2} p_{11} B_{22} / 2\lambda_0, \quad \kappa_{\perp} = -\pi(\bar{\epsilon})^{3/2} p_{21} B_{22} / 2\lambda_0,$$

$$F_{\parallel} = \int_0^h |e_1^{\nu}|^2 V_{22} dz / \int_{-\infty}^0 |e_1^{\nu}|^2 dz, \quad F_{\perp} = \int_0^h |e_{1z}^{\mu}|^2 V_{22} dz / \int_{-\infty}^0 |e_{1z}^{\mu}|^2 dz,$$

($B_{22} = \sqrt{2I_{ak}/\sigma v_r^3}$, где I_{ak} — интенсивность УЗ волны, σ — плотность кристалла).

Волнистая линия сверху в выражении для R соответствует замене $\alpha_1 \rightarrow \alpha_2$, а волнистая линия снизу — замене $\kappa_{\parallel} \rightarrow \kappa_{\perp}$. Для малых частот ультразвука следует полагать $F_{\parallel} \approx F_{\perp} \approx 1$.

Численные расчеты проводились для волноводной пленки из кристалла германанта висмута ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$), нанесенной на подложку из кристалла силиката висмута ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$). Исследование волноводных свойств данной структуры выполнено в [14,15]. Предполагалось, что частота ультразвука равна 240 МГц, длина волны света $\lambda_0 = 0.63$ мкм. Фотоупругие параметры, удельное вращение плоскости поляризации и толщина волноводной пленки равны соответственно $p_{11} = 0.12$, $p_{21} = 0.09$, $\rho = 22$ град/мм, $h = 5.8$ мкм, показатели преломления $n_f = 2.55$, $n_s = 2.5424$, плотность кристалла $\sigma = 9.22$ г/см².

На рис. 1. приведена зависимость эффективности дифракции $\eta_1 = |E_1|^2 / |A_{\parallel}|^2$ от интенсивности УЗ волны (I_{ak}) для различных длин АО взаимодействия (l) для падающего светового пучка TE -поляризации. Из рисунка следует, что гиротропия значительно изменяет дифракционную эффективность. Например, при $I_{ak} = 3$ Вт/см² ($l = 1.5$ см)

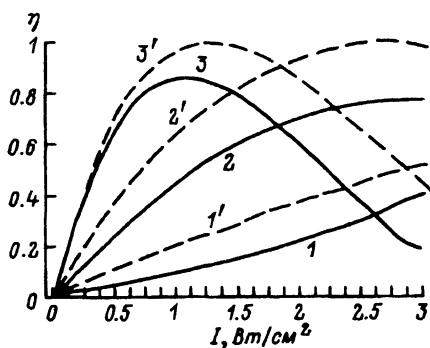


Рис. 1. Зависимость эффективности дифракции η от интенсивности ультразвука I_{ak} при различных длинах АО взаимодействия. l : 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 1.5 см; сплошные линии — с учетом гиротропии, штриховые — без учета гиротропии.

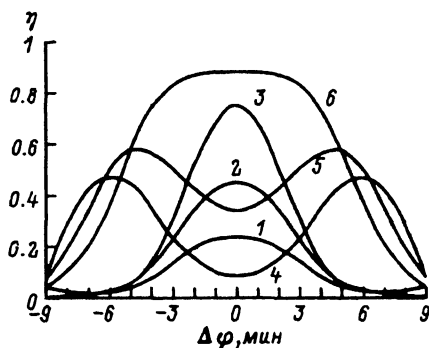


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракции η от угла отстройки $\Delta\varphi$ при различных интенсивностях I_{ak} УЗ волны. 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 3.0, 4 — 11.5, 5 — 14.0, 6 — 19.0 Вт/см²; $l = 1$ см, $f = 240$ МГц, $A_{\perp} = 0$.

учет гиротропии приводит к уменьшению дифракционной эффективности на 26%. Это объясняется, во-первых, изменением эффективного фотоупругого модуля за счет вращения плоскости поляризации и, во-вторых, различием $p_{ef}^{\parallel} = p_{11}$ и $p_{ef}^{\perp} = p_{12}$ (в германате висмута $p_{ef}^{\parallel} > p_{ef}^{\perp}$).

Зависимость эффективности АО взаимодействия η_1 от угловой отстройки $\Delta\varphi = (v_r/\pi f)\delta$ при различных интенсивностях ультразвука (I_{ak}) для падающей световой волны ТЕ-поляризации представлена на рис. 2. При этом структура является симметричной с максимумом посередине при малых интенсивностях ультразвука. При увеличении интенсивности УЗ волны при $\Delta\varphi = 0$ появляется провал. Для интенсивности $I_{ak} = 19 \text{ Вт/см}^2$ высота центрального максимума значительно возрастает в широком диапазоне углов падения света.

Список литературы

- [1] Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. М., 1990. С. 96.
- [2] Шепелевич В.В. // Опт. и спектр. 1987. Т. 62. Вып. 6. С. 1356-1360.
- [3] Белый В.Н., Кулак Г.В. // ЖПС. 1991. Т. 54. № 5. С. 803-808.
- [4] Белый В.Н., Кулак Г.В., Ропот П.И. Препринт ИФ АН Беларуси. № 647. Минск, 1991. 21 с.
- [5] Яковкин И.Б., Петров Д.В. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. Новосибирск, 1979. 184 с.
- [6] Шепелевич В.В. // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. Вып. 6. С. 1366-1368.
- [7] Гончаренко А.М., Карпенко В.А. Основы теории оптических волноводов. Минск, 1983. 237 с.
- [8] Дьелесан Э, Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Примечание для обработки сигналов. М., 1982. 424 с.
- [9] Введение в интегральную оптику / Под ред. М. Барноски. М., 1977. 367 с.
- [10] Vachss F., Hesselink L. // J. Opt. Soc. Am. 1987. Vol. 4. N 2. P. 325-339.
- [11] Киселев В.А. // Квантовая электрон. 1974. Т. 1. № 4. С. 899-907.
- [12] Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1992. Т. 72. Вып. 4. С. 157-159.
- [13] Гантмагер Ф.Р. Теория матриц. М., 1988. 552 с.
- [14] Абусев В.М., Леонов Е.И., Липовский А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 17. С. 1555-1560.
- [15] Yonden K.E., Eason R.W., Gower M.C., Vainos N.A. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59. N 16. P. 1929-1931.

Институт прикладной оптики
Могилев

Поступило в Редакцию
22 июня 1993 г.

Мозырский педагогический институт