4. **Богданов С. В., Петров Д. В., Яковкин И. Б.** Дифракция света на ультразвуковой волне в среде с естественной оптической активностью // Оптика и спектроскопия.— 1976.— 40, вып. 3.
5. **Харузи М. С., Фарнелл Ж. М.** Дифракция света в несимметричном двуосном кристалле на сдвиговой звуковой волне // ТИИЭР.— 1970.— 58, № 2.
6. **Писаревский Ю. В., Сильвестрова И. М.** Рассеяние света на упругих волнах в оптически двуосных кристаллах // Кристаллография.— 1973.— 18, вып. 5.
7. **Lee H.** Acoustooptic light modulation with large bandwidth and angular aperture // IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroel. and Freg. Control.— 1987.— UEFC-34.— P. 485.
8. **Сивухин Д. В.** Общий курс физики. Оптика.— М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 24 июня 1988 г.

УДК 621.37 : 535.42 : 534.8

А. С. ЗАДОРИН, С. Н. ШАРАНГОВИЧ

(Томск)

ОСОБЕННОСТИ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА ЗВУКОМ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Управление световыми потоками с помощью звуковых волн находит многочисленные практические приложения в оптических системах связи и обработки информации [1, 2]. Достаточно подробно явление акустооптического взаимодействия (АОВ) в поле модулированного звукового пучка рассмотрено и в теоретическом плане [3—5]. Однако выводы указанных работ применимы для анализа АОВ лишь в кристаллах с линейным двупреломлением света и в изотропных телах. Вместе с тем в элементной базе акустооптики важное место занимают вещества, обладающие оптической активностью (циркулярным двупреломлением) [6]. Специфика АОВ в данных средах обусловлена сравнительной малостью циркулярного двупреломления среды по отношению к величине линейного двупреломления анизотропных кристаллов. В таких условиях любая монохроматическая составляющая звукового пучка может эффективно взаимодействовать с двумя падающими и с двумя дифрагированными ортогонально поляризованными световыми пучками [7]. Следствием указанных особенностей является усложнение частотно-угловой и поляризационной структур дифракционного поля, определяющего модуляционные свойства процесса АОВ. В данной связи представляется естественной предпринятая в данной статье попытка изучения особенностей модуляции света звуком в гиротропной среде в приближении слабого АОВ и обобщения результатов цитированных выше работ.

Частотно-угловой спектр дифрагированного светового пучка. Рассмотрим следующую модель. В прозрачной оптически активной среде распространяется квазимонохроматический световой пучок $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$, освещающий плоский слой с нормалью $\mathbf{\Gamma}$, диэлектрическая проницаемость $\hat{\varepsilon}$ которого возмущена модулированным звуковым пучком $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$. В брэгговском режиме АОВ на выходе возмущенного слоя, кроме прошедшего пучка $\mathbf{E}_0$, присутствует дифрагированный пучок $\mathbf{E}_1$, состоящий из двух пучков: $E_1^+(\mathbf{r}, t)$ и $E_1^-(\mathbf{r}, t)$, которые, как отмечалось ранее, имеют взаимно ортогональные циркулярные векторы поляризации $\mathbf{e}_{1+}$ и $\mathbf{e}_{1-}$.

Задача состоит в определении амплитуды и поляризации в частотно-угловом спектре (ЧУС) дифрагированного светового пучка. Для ее решения представим взаимодействующие пучки соответствующими ЧУС и дважды применим к волновому уравнению преобразование Фурье по пространственным координатам на плоскости $\mathbf{\Gamma} \cdot \mathbf{r} = \mathrm{const}$, а затем по времени. В результате получим систему уравнений, связывающую между собой отдельные компоненты ЧУС пучков $\mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{U}$. Процедура вывода подобных уравнений подробно описана в [4] при решении аналогичной задачи применительно к средам с линейным двупреломлением света, а также в работе [7], посвященной анализу АОВ в гиротропной среде. Поэтому, опуская промежуточные преобразования, запишем окончательный результат:

$$\frac{d}{dl} E^{\beta}_{m1}\left(\mathbf{k}^{\beta}_1, l, \omega'\right) = -i \sum_{\alpha=\pm} C^{\beta\alpha}_0 U(l) \int\limits_{-\infty}^{\infty} E^{\alpha}_{m0}(\mathbf{k}^{\alpha}_0, l, \omega' - \Omega') F(\Omega') \times$$
$$\times \exp\left[-i\Delta K_{\Sigma 1} l\right] d\Omega'; \tag{1}$$

$$\frac{d}{dl} E^{\beta}_{m0}\left(\mathbf{k}^{\beta}_0, l, \omega'\right) = -i \sum_{\alpha=\pm} C^{\beta\alpha}_1 U^*(l) \int\limits_{-\infty}^{\infty} E^{\alpha}_{m1}\left(\mathbf{k}^{\alpha}_1, l, \omega' + \Omega'\right) F^*(\Omega') \times$$
$$\times \exp\left[i\Delta K_{\Sigma 0} l\right] d\Omega'. \tag{2}$$

Здесь $E^{\beta}_{m\gamma}$, $\mathbf{k}^{\beta}_{\gamma}$ $(\gamma = 0{,}1)$ — амплитуды и волновые векторы спектральных составляющих ЧУС пучков $\mathbf{E}_{\gamma}$, поляризованных в направлении циркулярных векторов $\mathbf{e}_{\beta\gamma}$ $(\beta = \pm)$:

$$\mathbf{e}_{\gamma\beta} = (\mathbf{e}_{\gamma 1} + \beta i \mathbf{e}_{\gamma 2})/\sqrt{2};$$

$\mathbf{e}_{\gamma 1}$, $\mathbf{e}_{\gamma 2}$ — взаимно ортогональные векторы, лежащие в плоскости $\mathbf{k}_{\gamma}{}^{\beta} \cdot \mathbf{r} = \mathrm{const}$; $F(\Omega')$, $U(l)$ — частотный спектр и распределение амплитуды поля звукового пучка вдоль вектора $\mathbf{\Gamma}$;

$$C^{\beta\alpha}_{\gamma} = \frac{\left(\mathbf{e}^*_{\gamma\beta} \cdot \Delta\hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{e}_{\gamma\alpha}\right)\omega^2_{\gamma}}{\left(\mathbf{e}^*_{\gamma\beta} \cdot \hat{B}^{\beta}_{\gamma} \cdot \mathbf{e}_{\gamma\beta}\right) 2c^2}; \tag{3}$$

$$\hat{B}^{\beta}_{\gamma} = 2\left(\mathbf{\Gamma} \cdot \mathbf{k}^{\beta}_{\gamma}\right) - \mathbf{\Gamma}\mathbf{k}^{\beta}_{\gamma} - \mathbf{k}^{\beta}_{\gamma}\mathbf{\Gamma} + i\left(2\alpha'\omega^2_{\gamma}/c^2\right)\mathbf{\Gamma}^{x}; \tag{4}$$

$$\Delta K_{\Sigma\gamma} = \left(b^{\alpha}_0 - b^{\beta}_1\right)\omega' - b^{\beta,\alpha}_{1,0}\Omega' - \Delta K_{\beta\alpha} \tag{5}$$

— обобщенная фазовая расстройка; $\Delta K_{\beta\alpha} = \left(\mathbf{k}^{\beta}_0 - \mathbf{k}^{\alpha}_1 - \mathbf{K}\right) \cdot \mathbf{\Gamma}$ — фазовая расстройка;

$$b^{\beta}_{\gamma} = \frac{\left(\mathbf{e}^*_{\gamma\beta} \cdot \hat{C}^{\beta}_{\gamma} \cdot \mathbf{e}_{\gamma\beta}\right) 2\omega_{\gamma}}{\left(\mathbf{e}_{\gamma\beta} \cdot \hat{B}^{\beta}_{\gamma} \cdot \mathbf{e}_{\gamma\beta}\right) c^2}; \tag{6}$$

$$\hat{C}^{\beta}_{\gamma} = \frac{2\omega_{\gamma}}{c^2}\left(\hat{\varepsilon} - i2\alpha'\mathbf{k}^{\beta x}_{\gamma}\right); \tag{7}$$

$\mathbf{\Gamma}^{x}$, $\mathbf{k}^{\beta x}_{\gamma}$ — антисимметричные тензоры, дуальные векторам $\mathbf{\Gamma}$ и $\mathbf{k}_{\gamma}{}^{\beta}$; $\Delta\hat{\varepsilon}$ — возмущенная часть диэлектрической проницаемости среды; ω_{γ}, Ω_0 — центральные частоты световых и звукового пучков; $\omega' = \omega - \omega_{\gamma}$, $\Omega' = \Omega - \Omega_0$ — текущее центрированное значение частоты соответствующих спектров; $\mathbf{K} = K\mathbf{q}$, $\mathbf{q}$ — волновой вектор и волновая нормаль спектральной компоненты ЧУС пучка $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$; l — координата, отсчитываемая вдоль вектора $\mathbf{\Gamma}$; α' — скалярный параметр гирации [4, 8].

При слабой акустооптической связи изменением амплитуды и спектрального состава пучка E_0 можно пренебречь, т. е. $E^{\alpha}_{m0}\left(\mathbf{k}^{\alpha}_0, l, \omega'\right) = E^{\alpha}_{m0}\left(\mathbf{k}^{\alpha}_0, l = 0, \omega'\right)$. В этом случае (1) легко интегрируется, в результате чего найдем распределение амплитуды и поляризации по ЧУС дифрагированного светового пучка

$$\mathbf{E}_{1\omega} = \sum_{\beta=\pm} E^{\beta}_{1\omega}\mathbf{e}_{1\beta} = \hat{A} \cdot \int\limits_{-\infty}^{\infty} \hat{D} \cdot \mathbf{E}_{0\omega} F(\Omega')\, d\Omega', \tag{8}$$

где
$$\hat{A} = \begin{bmatrix} \exp\left[ik_0\gamma_0 l/(\mathbf{\Gamma} \cdot \mathbf{N}_1)\right] & 0 \\ 0 & \exp\left[-ik_0\gamma_0 l/(\mathbf{\Gamma} \cdot \mathbf{N}_1)\right] \end{bmatrix} \tag{9}$$

— круговая матрица, описывающая естественное вращение плоскости поляризации световых волн в невозмущенной гиротропной среде; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число света в вакууме; $\gamma_0 = \alpha' k_0$; $\widehat{D} = \begin{bmatrix} f_{--}(l) & f_{-+}(l) \\ f_{+-}(l) & f_{++}(l) \end{bmatrix}$ — круговая матрица, определяющая изменение амплитуды и поляризации ЧУС при АОВ; $\mathbf{E}_{\gamma\omega} = \sum\limits_{\beta=\pm} E^{\beta}_{\gamma\omega}\mathbf{e}_{\gamma\beta}\,(\gamma = 0,1)$ — круговые векторы Джонса рассматриваемых компонент ЧУС пучков $\mathbf{E}_\gamma$.

Компоненты матрицы $\widehat{D}$ имеют вид

$$f_{\beta\alpha} = -iC_0^{\beta\alpha} S(\Delta K_{\Sigma 1}) \exp\{[i(b_0^\alpha - b_1^\beta)\,\omega' + i(\Delta K_{\Sigma 1}/2 - b_0^\alpha \Omega')]l\}, \tag{10}$$

здесь

$$S(\Delta K_{\Sigma 1}) = \int\limits_{-l/2}^{l/2} U(l) \exp[-i\Delta K_{\Sigma 1} l]\, dl.$$

Функция $S(\Delta K)$ совпадает с распределением комплексной амплитуды плоских волн по угловому спектру $S(\Psi)$, где Ψ — угол, характеризующий отклонение парциальной плоской волны от осевой компоненты углового спектра, причем $\Delta K_{\Sigma 1} = K_0\Psi$.

Дальнейшие упрощения (8)—(10) возникают в случае монохроматического пучка $\mathbf{E}_0$ $(E_{0\omega} \sim \delta(\omega'))$, тогда

$$\mathbf{E}_{1\omega}(k_{1r}, l, \omega') = \widehat{A} \cdot \widehat{D} \cdot \mathbf{E}_{0\omega}(k_{0r}) F(\Omega'); \tag{11}$$

$$f_{\beta\alpha} = -iC_0^{\beta\alpha} S(\Delta K_{\Sigma 1}) \exp[-i(b_1^\beta \omega' - \Delta K_{\Sigma 1}/2)l], \tag{12}$$

где $\omega' = \Omega'$; $\Delta K_{\Sigma 1} = \Delta K_{\alpha\beta} - b_1^\beta \omega'$; $k_{\gamma r}$ $(\gamma = 0,\ 1)$ — параметр, характеризующий положение рассматриваемой плоской волны в угловом спектре соответствующего пучка, численно равный модулю тангенциальной компоненты волнового вектора $\mathbf{k}_\gamma$ на плоскость, перпендикулярную какой-либо выделенной прямой, например оси ЧУС пучка $\mathbf{E}_\gamma$ [4, 7]. В последнем случае $k_{\gamma r}$ можно выразить через угол Θ_γ между вектором $\mathbf{k}_\gamma$ и осью пучка $k_{\gamma r} = |\mathbf{k}_\gamma|\Theta_\gamma$.

Если акустооптическая связь неэкстремальна, то, как показано в [4], все элементы матрицы $\widehat{D}$ отличны от нуля. Тогда согласно (8)—(11) любая циркулярная составляющая вектора Джонса $E_{0\omega}$ взаимодействует сразу с двумя циркулярными волнами, векторы поляризации которых взаимно ортогональны. Ранее было установлено [7], что значения фазовой расстройки для каждой из этих волн различаются между собой на величину $\sim 2k_0\gamma_0$, а направления их волновых нормалей практически совпадают. Поэтому, если функции $\Delta K(\Omega', \Theta_0)$, $\Theta_1(\Omega', \Theta_0)$ аппроксимировать линейными соотношениями, то зависимостью угла Θ_1 от параметров, характеризующих гиротропные свойства среды (α, γ_0), можно пренебречь, т. е.

$$\Theta_1 = A\Omega' + B\Theta_0; \tag{13}$$

$$\Delta K_{\alpha\beta} = \Delta K' + C\Omega' + D\Theta_0 + E\gamma_0, \tag{14}$$

где A, B, C, D, E — коэффициенты разложения функций Θ_1, ΔK в ряд Тейлора, найденные в [4, 7]:

$$\begin{gathered} A = \frac{\lambda_0 \cos\gamma}{2\pi n v \cos(Q_1 - \gamma)};\ B = \frac{\cos(Q_0 + \gamma)}{\cos(Q_1 - \gamma)};\ C = \frac{\sin Q_1}{v\cos(Q_1 - \gamma)}; \\ D = \frac{2\pi n \sin(Q_0 - Q_1)}{\lambda_0 \cos(Q_1 - \gamma)};\ E = \beta(1 - \alpha\beta 1)\frac{2k_0}{\cos(Q_0 + \gamma)}; \end{gathered} \tag{15}$$

α, $\beta = \pm$ — циркулярные индексы; $\Delta K'$ — фазовая расстройка при $\Theta_0 = 0$, $\Omega' = 0$; γ — угол сноса звукового пучка; Q_0, Q_1 — углы падения и дифракции центральных составляющих угловых спектров соответственно падающего $\mathbf{E}_0$ и дифрагированного $\mathbf{E}_1$ световых пучков.

Формулы (11)—(15) позволяют установить частотный спектр любой компоненты углового спектра дифрагированного пучка. Действительно, выразив в (13) угол Θ_0 через Θ_1 и подставив результат в (11), (12), получим

$$\mathbf{E}_{1\omega}(\Theta_1, l, \Omega') = \widehat{A} \cdot \widehat{D} \cdot \mathbf{E}_{0\omega}(\Theta_1/B - A\Omega'/B)F(\Omega'); \tag{16}$$

$$f_{\beta\alpha} = -iC_0^{\beta\alpha}S\left[E\gamma_0 + \Delta K' + \frac{D}{B}\Theta_1 + \left(C - \frac{AD}{B} - b_1^\beta\right)\Omega'\right] \times$$
$$\times \exp\left[-i\left(b_1^\beta\Omega' - (\delta + E\gamma_0)/2\right) l\right]. \tag{17}$$

Коэффициенты $C_0^{\beta\alpha}$ в (17) можно представить в более привычном виде, выразив их через циркулярные коэффициенты акустооптического качества $M_2^{\beta\alpha}$, мощность $P_{\text{а}}$ и геометрические размеры (L, H) звукового излучателя [7]. Тогда

$$f_{\beta\alpha} = -i\frac{k_0}{2}\sqrt{\frac{\cos\varphi_0 LP_{\text{а}}}{\cos\varphi_1 H}M_2^{\beta\alpha}}\, S\left[\delta + E\gamma_0\right]\exp\left[-i\left(b_1^\beta\Omega' - (\delta + E\gamma_0)/2\right) l\right], \tag{18}$$

где

$$l = L\cos\gamma;\ b_1 = n/c\cos\varphi_1;\ \varphi_\gamma = Q_\gamma \pm \gamma;\ \delta = \Delta K' + \frac{D}{B}\Theta_1 +$$
$$+ \left(C - \frac{AD}{B} - b_1^\beta\right)\Omega'.$$

В случае монохроматического поля E_0 с равномерным распределением амплитуды по угловому спектру, ширина которого превышает величину угловой селективности АОВ, определяемой функцией $S[\delta + E\gamma_0]$, формулы (16)—(18) описывают передаточную функцию (ПФ) АОВ. Другим важным показателем модулятора является его частотная характеристика (ЧХ). Из приведенных формул видно, что в рассматриваемом случае ЧХ есть векторная функция, равная произведению матрицы $\widehat{D}$ на нормированный вектор Джонса падающего светового поля. Согласно (16), (17) форма ЧХ определяется распределением взаимодействующих полей по угловым спектрам звука и света. Однако в отличие от оптически анизотропных кристаллов формы ЧХ и ПФ в гиротропной среде зависят от состояния поляризации пучка $\mathbf{E}_0$, которое легко формируется и управляется различными внешними устройствами, например поляризационными призмами.

Применив далее к (16), (18) обратное преобразование Фурье по времени, несложно установить вид модулирующей функции и ее изменение в пределах углового спектра поля E_1.

Преобразование поляризации дифрагированного пучка. Как известно, эллиптичность (b/a) и азимутальный угол $\varkappa$ эллипса поляризации фурье-компоненты $\mathbf{E}_{1\omega}$ определяются отношением комплексных амплитуд ее циркулярных составляющих

$$\xi = (\mathbf{E}_{1\omega}\cdot\mathbf{e}_{1+}^*)/(\mathbf{E}_{1\omega}\cdot\mathbf{e}_{1-}^*), \tag{19}$$

формулами [8]

$$(b/a) = (|\xi| - 1)/(|\xi| + 1); \tag{20}$$

$$\varkappa = -0{,}5\arg(\xi). \tag{21}$$

С помощью (16)—(19) находим функцию, связывающую параметры ξ взаимодействующих световых пучков, т. е. поляризационную передаточную функцию (ППФ):

$$\xi_1 = (T_{22}\xi_0 + T_{21})/(T_{12}\xi_0 + T_{11}), \tag{22}$$

где T_{ij} — элементы круговой матрицы Джонса АОВ: $\widehat{T} = \widehat{A}\cdot\widehat{D}$.

На основании общих свойств билинейной зависимости (22) можно сделать ряд общих заключений о закономерностях преобразования поляризационных параметров при АОВ. Так, ППФ (22) преобразует окружность на плоскости ξ_0 в окружность на плоскости ξ_1, а линии постоянной эллиптичности и азимута остаются при АОВ взаимно ортогональными. Кроме того, соотношение (22) указывает на существование двух собственных состояний поляризации АОВ (ξ_1^* и ξ_2^*), которые сохраняются при взаимодействии парциальных волн пучков $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{E}_1$, т. е.

$$\xi_1(\xi_0 = \xi_{1,2}^*) = \xi_{1,2}^*. \tag{23}$$

дифрагированного пучка. Соответствующие изменения претерпевают и параметры ξ_i^*, ξ_1. Рассмотрим, например, эволюцию эллиптичности и азимута поляризации по ЧУС $\mathbf{E}_{1\omega}$ для произвольного распределения $U(l)$, если падающий пучок света поляризован линейно с начальным азимутом $\varkappa_0$. Предварительно угловой спектр звукового пучка представим в виде

$$S(\Psi) = |S(\Psi)| \exp[i\Phi(\Psi)],$$

где $\Phi(\Psi)$ — распределение фазы по угловому спектру $S(\Psi)$. В рассматриваемой модели звуковой пучок совмещен с началом координат. Поэтому разложение $\Phi(\Psi)$ в ряд Тейлора не может содержать линейного члена. Подставляя далее (18) в (19)—(21), получим

$$\varkappa = -0{,}5\,\mathrm{arctg}\,(a_0/b_0), \tag{25}$$

$$(b/a) = (a_1 - b_1)/(a_1 + b_1). \tag{26}$$

Здесь
$$\begin{Bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{Bmatrix} = M_{2\text{н}} |S(\delta)|^2 \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} (-2\rho_1 l - 2\varkappa_0) + M_{2\text{а}} |S(\delta - 2\rho_0)| \times$$
$$\times |S(\delta + 2\rho_0)| \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} (\Phi(\delta - 2\rho_0) - \Phi(\delta + 2\rho_0) + 2\varkappa_0) +$$
$$+ \sqrt{M_{2\text{н}} M_{2\text{а}}} |S(\delta)| \left\{ |S(\delta + 2\rho_0)| \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} (\Phi(\delta) - \Phi(\delta + 2\rho_0) - \rho_1 l) - \right.$$
$$\left. - |S(\delta - 2\rho_0)| \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} (\Phi(\delta - 2\rho_0) - \Phi(\delta) - \rho_1 l) \right\};$$
$$\begin{Bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{Bmatrix} = \{ M_{2\text{н}} |S(\delta)|^2 + M_{2\text{а}} |S(\delta \mp 2\rho_0)|^2 +$$
$$+ 2\sqrt{M_{2\text{н}} M_{2\text{а}}} |S(\delta)| \times |S(\delta \mp 2\rho_0)| \cos(\rho_1 l + 2\varkappa_0 \mp \Phi(\delta) \pm \Phi(\delta - 2\rho_0)) \}^{1/2};$$

$\rho_{0,1} = \gamma_0 k_0 / \cos \varphi_{0,1}$; $M_{2\text{н}} = M_2^{\alpha\alpha}$, $M_{2\text{а}} = M_2^{\alpha\beta}$ $(\alpha \neq \beta)$ — коэффициенты АО качества, определяющие дифракционную активность среды при АОВ световых волн соответственно с параллельными и ортогональными $(\alpha \neq \beta)$ циркулярными векторами поляризации [7]. В явлении дифракции света на звуке в гиротропной среде можно выделить три режима: нормальное, аномальное и смешанное АОВ. В первых двух режимах дифракционная активность среды обусловлена соответственно коэффициентами $M_{2\text{н}}$ и $M_{2\text{а}}$, а в третьем — обоими коэффициентами сразу.

Наиболее простой вид ППФ имеет при сильной угловой селективности АОВ, когда величина удельного вращения среды $\rho = \gamma_0 k_0$ превышает ширину углового спектра звукового пучка — $\rho > K_0 \Delta\Psi$. В этом случае в зависимости от режима дифракции два или три элемента матрицы Джонса $\widehat{D}$ близки к нулю. Действительно, согласно (18) величина компонент $\widehat{D}$ дается произведением коэффициентов $M_2^{\alpha\beta}$ на функцию $S(\delta, \alpha, \beta)$, определяющую угловую селективность АОВ. Аргументы данной функции для диагональных компонент матрицы $\widehat{D}$ совпадают, а для недиагональных — различаются на 2ρ. Отсюда следует, что в указанных условиях возможны лишь два режима дифракции — нормальное или аномальное АОВ. Нормальное АОВ характеризуется диагональной матрицей Джонса с равными компонентами. Соответствующее ей билинейное преобразование (22) вырождается в линейное:

$$\xi_1 = \frac{T_{11}}{T_{22}}\,\xi_0 = \left[\frac{M_2^{++}}{M_2^{--}}\right]^{1/2} \exp(-i2\rho_1 l)\,\xi_0 \simeq \xi_0 \exp(-i2\rho_1 l). \qquad (27)$$

Величина эллиптичности при этом в пределах области АОВ сохраняется постоянной, а азимутальный угол изменяется по линейному закону $\varkappa = \varkappa_0 + \rho_1 l$. В режиме аномальной дифракции матрица $\widehat{T}$ имеет единственный отличный от нуля элемент $T_{\alpha\beta}$ $(\alpha \neq \beta)$ и нулевой детерминант. В этом случае преобразование (22) уже не является конформным и приближается к ППФ идеального циркулярного поляризатора [8]. Заметим, что согласно (17), (18) матрица $\widehat{T}$ может иметь особенность и при смешанном АОВ. Соответствующие значения Ω' и Θ_1, обращающие в нуль детерминант матрицы $\widehat{T}$, находятся из уравнения

$$\frac{M_{2\text{н}}}{M_{2\text{a}}} = \frac{|S(\delta + 2\rho_0)|\,|S(\sigma - 2\rho_0)|}{|S(\delta)|^2} \exp[i(\Phi(\delta + 2\rho_0) - \Phi(\delta - 2\rho_0) - 2\Phi(\delta))], \qquad (28)$$

при этом
$$\left(\frac{b}{a}\right) = \frac{\sqrt{M_{2\text{н}}}\,|S(\delta)| - \sqrt{M_{2\text{a}}}\,|S(\delta + 2\rho_0)|}{\sqrt{M_{2\text{н}}}\,|S(\delta)| + \sqrt{M_{2\text{a}}}\,|S(\delta + 2\rho_0)|}; \qquad (29)$$

$$\varkappa = -0{,}5\,[\Phi(\delta) - \Phi(\delta + 2\rho_0) - \rho_1 l]. \qquad (30)$$

Поляризационные параметры дифрагированного пучка легко определяются и в особенно важном с практической точки зрения случае АОВ с экстремальной акустооптической связью, когда два из четырех коэффициентов $M_2^{\alpha\beta}$ матрицы Джонса обращаются в нуль [7]. Так, при $M_{2\text{a}} = 0$ ППФ согласно (18), (22) определяется формулой (27). В данной ситуации все составляющие ЧУС пучка $\mathbf{E}_1$ имеют одинаковые значения (b/a) и $\varkappa$. Если же $M_{2\text{н}} = M_2^{\alpha\alpha} = 0$, то ППФ описывается инверсным преобразованием

$$\xi_1 = \frac{|S(\delta - 2\rho_0)|}{|S(\delta + 2\rho_0)|}\,\frac{\exp(i\zeta)}{\xi_0}. \qquad (31)$$

Здесь ζ с точностью $\sim Q_0^2$ равна относительной разности фаз компонент T_{21} и T_{12}, т. е.

$$\zeta = \Phi(\delta - 2\rho_0) - \Phi(\delta + 2\rho_0). \qquad (32)$$

Ввиду нелинейности $\Phi(\delta)$ величина ζ однозначно связана с δ. Соответственно и азимутальный угол $\varkappa = -\zeta/2 - \varkappa_0$ оказывается зависящим от ζ и изменяется в пределах ЧУС пучка $\mathbf{E}_1$ по закону (32). Данный вывод может служить обоснованием метода экспериментального измерения распределения фазы по угловому спектру звукового поля. Величина эллиптичности отдельных составляющих ЧУС пучка $\mathbf{E}_1$

$$\left(\frac{b}{a}\right) = \frac{|S(\delta - 2\rho_0)| - |\xi_0|\,|S(\delta + 2\rho_0)|}{|S(\delta - 2\rho_0)| + |\xi_0|\,|S(\delta + 2\rho_0)|} \qquad (33)$$

также зависит от δ. Однако при слабой угловой селективности АОВ, когда $\Delta\Psi \gg \rho/K$, (b/a) остается практически постоянной по всему угло-

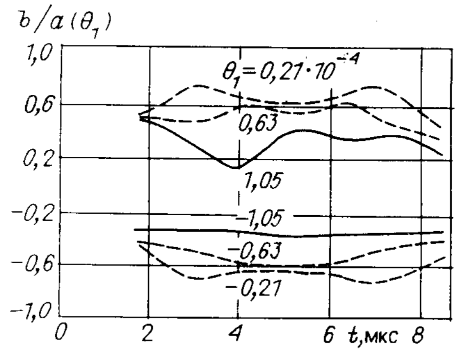

Рис. 1. Зависимость эллиптичности b/a различных угловых компонент дифрагированного пучка E_1 от времени t

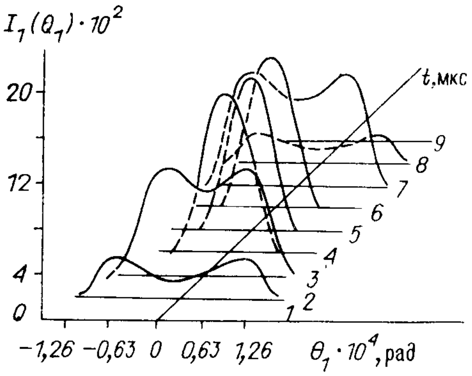

Рис. 2. Эволюция углового спектра дифрагированного пучка во времени при аномальном АОВ в поле ультразвукового импульса

вому спектру пучка $\mathbf{E}_1$ и отличается от эллиптичности падающего пучка только знаком. В случае $\Delta\Psi < \rho/K$ зависимость величины (b/a) от δ может быть весьма существенной. Это хорошо видно на рис. 1, на котором приведена зависимость (b/a) от t для различных угловых компонент пучка $\mathbf{E}_1$. Соответствующее изменение углового распределения относительной интенсивности $I_1(\Theta_1)$ пучка $\mathbf{E}_1$ во времени показано на рис. 2. Для вычисления указанной зависимости численным интегрированием было найдено фурье-преобразование по времени от циркулярных составляющих $E^+_{1\omega}$ и $E^-_{1\omega}$, определенных в (16)—(18), а затем рассчитывались (b/a) по формуле (20), где $\xi = E_1^+(\Theta_1, t)/E_1^-(\Theta_1, t)$ и $I_1(\Theta_1, t) = |E_1^+(\Theta_1, t)|^2 + |E_1^-(\Theta_1, t)|^2$. Расчет проведен для АО-модулятора, использующего аномальную дифракцию линейно-поляризованного гауссова пучка с апертурой $\omega_0 = 3$ мм, центр которого расположен на расстоянии 4,1 мм от преобразователя, возбуждающего ультразвуковой импульс с прямоугольной огибающей длительностью $r = 5$ мкс в X-срезе кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$, применяемого в качестве светозвукопровода ($M_{2н} = 0$, $M_{2а} = 0{,}73 \cdot 10^{-15}$ с^3/кг, $v = 1{,}65 \cdot 10^3$ м/с, $L = 7$ мм, $\varkappa_0 = 0^0$, $\lambda_0 = 0{,}63$ мкм). Отсчет времени в расчете и на рис. 1, 2 взят с момента поступления фронта ультразвукового импульса в светозвукопровод. Расчетные данные рис. 1, 2 иллюстрируют особенности переходного процесса при модуляции света звуком в гиротропной среде, заключающиеся в изменении поляризационных параметров по угловому спектру дифрагированного пятна и его формы во времени, в образовании двух максимумов в распределении $I_1(\Theta_1)$ и в их смещении по угловому спектру. Следует также отметить, что подобные расчеты проводились для смешанного и нормального режимов АОВ. В частности, при $\Delta\Psi < \rho/K$ смешанное АОВ характеризуется более сложными зависимостями $(b/a)(\Theta_1)$, $I_1(\Theta_1)$ и $\varkappa(\Theta_1)$ от времени. Например, при прежних параметрах АОВ и $M_{2н}$, $M_{2а} \neq 0$ для зависимости $I_1(\Theta_1)$ во время переходного процесса характерно наличие трех максимумов. Наконец, для нормального АОВ, аномального и смешанного АОВ при $\Delta\Psi > \rho/K$ характер модуляции света звуком в гиротропной среде аналогичен описанному в [3—5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Кулаков С. В.** Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов.— Л.: Наука, 1978.
2. **Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н.** Акустооптические устройства управления электромагнитным излучением // Проблемы современной радиотехники и электроники.— М.: Наука, 1980.

3. **Пуговкин А. В.** К теории брэгговских акустооптических анализаторов спектра // Автометрия.— 1981.— № 3.
4. **Задорин А. С., Шандаров С. М., Шарангович С. Н.** Акустические и акустооптические свойства монокристаллов.— Томск: ТГУ, 1987.
5. **Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е.** Физические основы акустооптики.— М.: Радио и связь, 1985.
6. **Блистанов А. А., Бондаренко В. С., Чкалова В. В. и др.** Акустические кристаллы: Справочник/Под ред. М. П. Шаскольской.— М.: Наука, 1982.
7. **Задорин А. С., Шарангович С. Н.** Дифракция света на звуковом пучке в кристаллах с циркулярным двупреломлением при экстремальной акустооптической связи // Изв. вузов. Радиофизика.— 1988.— **31**, № 2.
8. **Аззам Р., Башара Н.** Эллипсометрия и поляризованный свет.— М.: Мир, 1981.

Поступила в редакцию 8 августа 1988 г.