

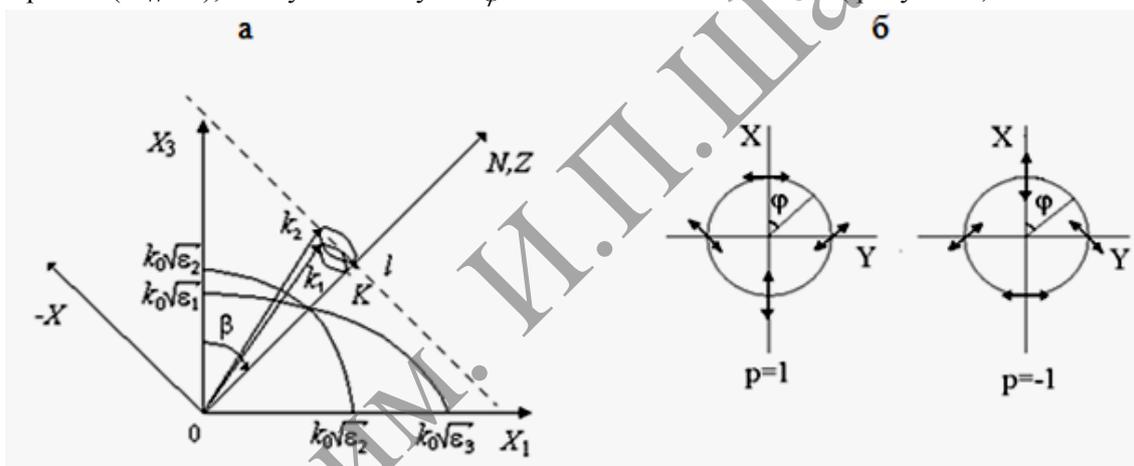
Г.В. КУЛАК, Г.В. КРОХ
 МГПУ им. И.П. Шамякина (г. Мозырь, Беларусь)

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

При распространении ограниченных световых пучков вдоль бинормали в двуосных кристаллах наблюдается внутренняя коническая рефракция [1, 2]. В работе [3] исследовано акустооптическое (АО) взаимодействие гауссовых световых пучков вблизи оптической оси двуосного кристалла.

В настоящей работе рассмотрены особенности коллинеарного АО взаимодействия бесселевых световых пучков (БСП) в условиях внутренней конической рефракции при их преобразовании из нулевого в первый дифракционный порядок.

Предполагается, что БСП, распространяющийся вдоль бинормали \vec{N} , формирует световые пучки с конической структурой пространственного спектра, дифрагирующие на УЗ волне (продольной или сдвиговой). В случае негиротропного кристалла азимутально однородное распределение интенсивности кольцевых пучков достигается для циркулярно поляризованных СП [1]. Амплитудное распределение и поляризация СП рассматриваются в цилиндрической системе координат ρ, φ, z с осью симметрии, направленной вдоль бинормали ($\vec{N} // OZ$); азимутальный угол φ отсчитывается от оси OX (рисунок 1).



\vec{N} – бинормаль; \vec{k}_1, \vec{k}_2 и \vec{K} – волновые векторы преломлённой, дифрагированной волны и ультразвука соответственно; $k_0 = 2\pi / \lambda_0$; $X_1 X_3$ – плоскость главного сечения кристалла

Рисунок 1. – Геометрия АО взаимодействия в окрестности оптической оси двуосного кристалла (а); поляризация ортогонально-поляризованных кольцевых пучков (б)

УЗ пучок, которому соответствуют круговая частота Ω и волновой вектор \vec{K} , также распространяется вдоль бинормали \vec{N} и индуцирует периодическую в пространстве и времени решетку диэлектрической проницаемости: $\hat{\epsilon}(\vec{r}, t) = \hat{\epsilon}^0 + \Delta \hat{\epsilon} \cos(\vec{K}\vec{r} - \omega t)$, где $\hat{\epsilon}^0$ – тензор диэлектрической проницаемости невозмущенного кристалла, $\Delta \hat{\epsilon}_{ik} = -\hat{\epsilon}_{il}^0 \hat{\epsilon}_{jk}^0 \hat{P}_{ljmn} \hat{U}_{mn}$, \hat{P}_{ljmn} – компоненты тензора фотоупругих постоянных, \hat{U}_{mn} – компоненты тензора деформаций.

Положим, что падающий световой пучок на границе $z = 0$ области АО взаимодействия имеет бесселево распределение амплитуды для компоненты поля с правой циркулярной поляризацией $\vec{D}(\rho, z = 0) = \vec{e}_+ D_i J_0(k\gamma_0 \rho)$, где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, D_i – амплитуда падающего БСП, γ_0 – угол конусности БСП, \vec{e}_+ – единичный вектор правой циркулярной поляризации.

В квадратичном приближении по малому углу отклонения плоскостолновых составляющих кольцевых пучков от бинормали волновые векторы и векторы поляризации двух собственных мод представимы выражениями [3]:

$$\begin{aligned}\vec{k}_{1,2} &= k_x \vec{e}_1 + k_y \vec{e}_2 + (k - \gamma k_x + p \gamma k_{\perp} - k_{\perp}^2 / 2k) \vec{e}_3, \\ \vec{e}^{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_+ \mp e^{i\varphi} \vec{e}_-),\end{aligned}\quad (2)$$

где $\cos \varphi = k_x / k_{\perp}$, $\sin \varphi = k_y / k_{\perp}$; $k = 2\pi n / \lambda_0$, $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ – единичные векторы, направленные вдоль осей X, Y, Z соответственно; $\gamma = \arctg[(\sqrt{(\varepsilon_3^{-1} - \varepsilon_2^{-1})(\varepsilon_2^{-1} - \varepsilon_1^{-1})})]$, $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$; k_x, k_y – проекции волнового вектора на оси $\vec{e}_1 \parallel X, \vec{e}_2 \parallel Y$; λ_0 – длина световой волны в вакууме, n – показатель преломления кристалла в направлении бинормали; $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ – его главные диэлектрические проницаемости; $p = \mp 1$. Сечение поверхностей волновых векторов плоскостью $X_1 X_3$ двуосного негиротропного кристалла показано на рисунке 1. В окрестности бинормали оно представляет собой два соосных конуса. “Быстрый” и “медленный” кольцевые пучки внутренней конической рефракции эффективно взаимодействуют в области УЗ возмущения при выполнении условий пространственного и временного синхронизма: $\vec{k}_2 = \vec{k}_1 + \vec{K}, \omega_d = \omega + \Omega$ (ω и ω_d – циклическая частота падающей и дифрагированной волн соответственно). Частота $f = \Omega / 2\pi$, на которой происходит эффективное АО преобразование кольцевых пучков, определяется параметром γ СП, распространяющегося в кристалле, причем $f = 2\gamma^2 n v / \lambda_0$ (v – фазовая скорость УЗ волны).

В соответствии с методом медленно изменяющихся амплитуд и с учётом геометрии АО взаимодействия решение волнового уравнения [см. 3] при определении фурье-компонент дифрагированных пучков следует искать в виде:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int \vec{e}_{\tau}^{+} U_{\tau}^{+}(k_x, k_y, z) \exp[i(k_2 r - \omega t)] dk_x dk_y + \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} \int \vec{e}_{\tau}^{-} U_{\tau}^{-}(k_x, k_y, z) \exp[i(k_1 r - \omega t)] dk_x dk_y + \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} \int \vec{e}_{\tau}^{+} U_{\tau}^{+d}(k_x, k_y, z) \exp[i(k_2 r - \omega_d t)] dk_x dk_y + \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} \int \vec{e}_{\tau}^{-} U_{\tau}^{-d}(k_x, k_y, z) \exp[i(k_1 r - \omega_d t)] dk_x dk_y,\end{aligned}\quad (3)$$

где $U_{\tau, d}^{\pm}$ – фурье-спектры прошедшего (t) и дифрагированного (d) СП.

Предположим, что распределение амплитуды в поперечном сечении ультразвукового (УЗ) пучка имеет гауссово распределение. При этом вектор смещений УЗ волны определяется в соответствии с выражением: $U = U_0 \exp[-(\rho^2 / 2w_a^2) + i(Kr - \Omega t)]$, где U_0 – амплитуда смещений, w_a – радиус поперечного сечения УЗ пучка. При выполнении условий фазового синхронизма на ультразвуке эффективно дифрагируют лишь световые пучки, амплитуды которых удовлетворяют условиям $U_{\tau}^{+} \equiv U_{\tau}^{+}$, $U_{\tau}^{-} \equiv U_{\tau}^{-}$.

Потоки мощностей дифрагированных волн P_t и P_d находим из соотношений:

$$P_t = P_0 D_i^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \cos^2(z\sqrt{\chi_+\chi_-}) F^2(k_{\perp}, \varphi) k_{\perp} d\varphi dk_{\perp}, \quad (4)$$

$$P_d = P_0 D_i^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \sin^2(z\sqrt{\chi_+\chi_-}) F^2(k_{\perp}, \varphi) k_{\perp} d\varphi dk_{\perp},$$

где

$$\chi_{\mp} = \frac{\pi n^3 p_{y\delta} \sin \varphi \sqrt{2I_a / \sigma v^3}}{2\lambda_0(1 - \gamma k_{\perp} \cos \varphi / k + p\gamma k_{\perp} / k - k_{\perp}^2 / 2k)},$$

$$F(k_{\perp}, \varphi) = \frac{k_{\perp} (\cos \varphi \sqrt{k_{\perp}^2 \cos^2 \varphi - k^2 \gamma_0^2} + \sin \varphi \sqrt{k_{\perp}^2 \sin^2 \varphi - k^2 \gamma_0^2})}{(k^2 \gamma_0^2 - k_{\perp}^2) \sqrt{(k_{\perp}^2 \cos^2 \varphi - k^2 \gamma_0^2)(k_{\perp}^2 \sin^2 \varphi - k^2 \gamma_0^2)}}.$$

(I_a – интенсивность УЗ волны; σ – плотность кристалла; $P_{y\delta}$ – эффективная фотоупругая постоянная, n – показатель преломления световой волны; $P_0 = c/8(\bar{\epsilon})^{3/2}$, $\bar{\epsilon} = Sp(\bar{\epsilon})/3$). Эффективность АО взаимодействия рассчитываем на основе соотношения: $\eta = P_d(z=l)/P_t(z=0)$.

Численные расчеты проводились для кристалла бифталата калия (БФК). На рисунке 2 представлены зависимости эффективности дифракции η от интенсивности УЗ волны I_a , рассчитанные при разных значениях длины l области АО взаимодействия.

На рисунке 2 представлена зависимость эффективности дифракции η от интенсивности ультразвука I_a при различных длинах АО взаимодействия. Из рисунка следует, что при увеличении интенсивности УЗ волны дифракционная эффективность быстро достигает максимального значения, близкого к 0,5. Увеличение длины АО взаимодействия приводит к незначительному изменению эффективности дифракции. Данная особенность АО дифракции объясняется преобразованием БСП в два кольцевых пучка внутренней конической рефракции, достигающих примерно одинаковой интенсивности света.

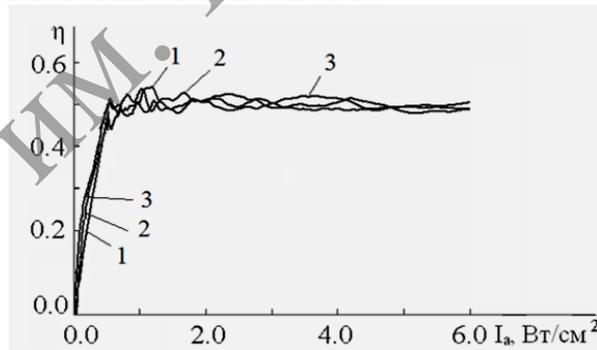


Рисунок 2. – Зависимость эффективности дифракции η от интенсивности УЗ волны I_a при различных длинах АО взаимодействия l : 1 – 3, 2 – 5, 3 – 7 мм ($\gamma = 0,01 \text{ рад}$, $\gamma_0 = 0,03 \text{ рад}$, $f = 0,9 \text{ МГц}$, $\lambda_0 = 0,6328 \text{ мкм}$, $n = 1,603$, $p_{\phi} = 0,226$, кристалл БФК).

ЛИТЕРАТУРА

1. Schell, A. J. Laser studies of internal conical. I. Quantitative comparison of experimental and theoretical conical intensity distribution in aragonite / A. J. Schell, N. Blombergen // J. Opt. Soc. Am. 1978. – V. 68, N8. – P. 1093–1098.
2. Бельский, А.М. Внутренняя коническая рефракция ограниченных световых пучков в двухосных кристаллах / А. М. Бельский, А.П. Хапалюк // Опт. и спектр. 1978. – Т. 44, № 4. – С. 746–751.
3. Кулак, Г.В. Акустооптическое взаимодействие световых пучков в условиях внутренней конической рефракции / Г. В. Кулак // Опт. и спектр. – 2001. – Т. 90, № 3. – С. 464–467.