

Г.В. Кулак, Г.В. Крох, Т.В. Николаенко

УО «Мозырский государственный педагогический университет
имени И.П. Шамякина», Мозырь, Беларусь

**ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ РЕЖИМ ДИФРАКЦИИ
БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА УЛЬТРАЗВУКЕ
В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ**

В настоящее время значительный интерес для оптических технологий представляют квазибездифракционные световые поля, которые соответствуют световым пучкам с сохраняющимся в процессе распространения поперечным распределением амплитуды поля. Наиболее известным классом квазибездифракционных полей являются бесселевы световые пучки (БСП) [1]. Для изготовления акустооптических (АО) устройств обработки информации (модуляторов, дефлекторов, фильтров, процессоров, датчиков и т. д.) широкое применение находят кристаллы, обладающие хорошими фотоупругими свойствами и гиروتропией. К таким кристаллам в первую очередь относятся парателлуриит (TeO_2), теллур (Te), германат и силикат висмута ($Bi_{12}GeO_{20}$, $Bi_{12}SiO_{20}$), кварц ($\alpha-SiO_2$) и др. В связи с этим актуальна задача исследования различных режимов АО взаимодействия БСП в таких кристаллах [2]. При этом следует учитывать, что наилучшими характеристиками обладают АО устройства в промежуточном режиме дифракции [2]. В настоящей работе с использованием материальных уравнений для гиروتропного диэлектрика [3] и метода медленно-изменяющихся амплитуд (ММА) исследован промежуточный режим АО дифракции БСП нулево-

го порядка в гиротропных кристаллах кварца, парателлурита и германата висмута.

Рассмотрим неколлинеарное АО взаимодействие световых волн, распространяющихся вблизи оптической оси одноосного гиротропного кристалла с ультразвуковой (УЗ) волной, которая возбуждается вдоль оси OX (ось OY ортогональна плоскости дифракции, см. рисунок 1). Будем считать, что упругая волна с вектором смещения $\vec{U} = \vec{U}_0 \exp[i(Kx - \Omega t)]$ ($K = \Omega / v$, $\Omega = 2\pi f$ – циклическая частота, v – фазовая скорость УЗ волны) занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = l$. УЗ волна индуцирует периодическую в пространстве и времени решетку диэлектрической проницаемости: $\hat{\epsilon}(r, t) = \hat{\epsilon}^0 + \Delta\hat{\epsilon} \cos(\vec{K}\vec{r} - \omega t)$, где $\hat{\epsilon}^0$ – тензор диэлектрической проницаемости невозмущенного кристалла, $\Delta\epsilon_{ik} = -\epsilon_{il}^0 \epsilon_{jk}^0 p_{ljmn} U_{mn}$, p_{ljmn} – компоненты тензора фотоупругих постоянных, U_{mn} – компоненты тензора деформаций.

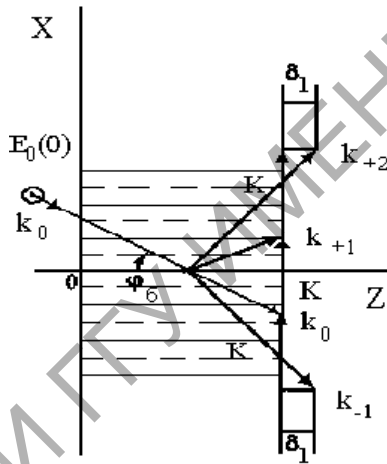


Рисунок 1 – Схема расположения волновых векторов ультразвука \vec{K} , падающей \vec{k}_0 и дифрагированных \vec{k}_m ($m = 0, \pm 1, + 2$) световых волн при промежуточном режиме АО взаимодействия, близком к брэгговскому (δ_1 – параметр отстройки)

При распространении света вблизи оптической оси одноосного гиротропного кристалла (для кубического кристалла гиротропия проявляется для любых направлений в кристалле) режим АО дифракции определяется волновым параметром Клейна-Кука $Q \approx \lambda_0 f^2 l / n v^2$, где n – показатель преломления в направлении распространения падающей световой волны, l – длина области АО взаимодействия, λ_0 – длина световой волны в вакууме. Брэгговский режим дифракции наблюдается при $Q \geq 1,5$, раман-натовский при $Q \leq 0,6$. Промежуточный режим АО взаимодействия имеет место при $0,6 < Q < 1,5$. В последнем случае для световой волны, падающей под углом Брэгга

$\varphi_0 \approx \lambda_0 f / 2n\nu$, следует учитывать четыре (и более) дифракционных порядка (вместо двух для брэгговского режима дифракции).

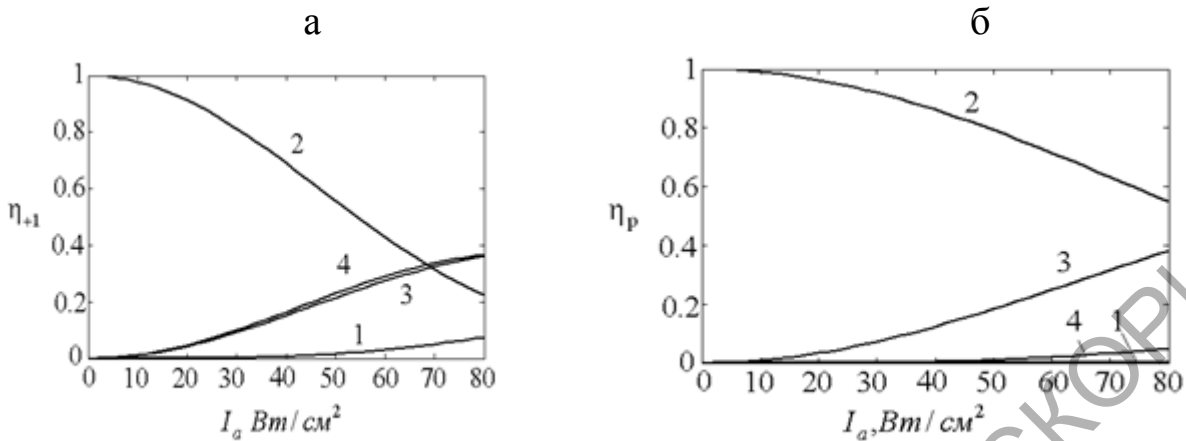


Рисунок 2 – Зависимость эффективности дифракции в четырех дифракционных порядках p : -1 (1), 0 (2), $+1$ (3), $+2$ (4) от интенсивности ультразвука I_a ($Q = 1,2$; $R_B = 1$ мм – радиус БСП, $\gamma_0 = 0,5^\circ$ – угол конусности БСП, $\lambda_0 = 0,63$ мкм, $l = 0,2$ см; сдвиговая УЗ волна в кристалле TeO_2 (а); продольная УЗ волна в кристалле $Bi_{12}GeO_{20}$ (б))

Рассмотрим некоторые геометрии АО взаимодействия в кубических и одноосных кристаллах: 1) дифракция света на медленной сдвиговой УЗ волне в кристалле TeO_2 , когда УЗ волна распространяется вдоль оси $[110]$ и поляризована вдоль направления $[\bar{1}10]$; 2) дифракция света на сдвиговой УЗ волне в кристалле $\alpha - SiO_2$, когда УЗ волна распространяется вдоль оси $[110]$ и поляризована вдоль направления $[\bar{1}10]$; 3) дифракция света на продольной УЗ волне в кристалле $Bi_{12}GeO_{20}$, распространяющейся вдоль оси $[110]$, и падающей световой волны, распространяющейся вблизи оси $[001]$. При этом эффективность дифракции на сдвиговой УЗ волне в кристаллах кварца мала по сравнению с эффективностью дифракции на сдвиговой УЗ волне в кристаллах парателлуриата и на продольной УЗ волне в кристаллах германата висмута. На рисунке 2 представлена зависимость эффективности дифракции в -1 , 0 , $+1$ и $+2$ -м дифракционном порядке от интенсивности ультразвука I_a в промежуточном режиме дифракции, близком к брэгговскому, для кристаллов TeO_2 (а) и $Bi_{12}GeO_{20}$ (б).

Из рисунка 2,а следует, что при дифракции БСП нулевого порядка в кристалле TeO_2 эффективность дифракции в $+1$ -м и -1 -м дифракционных порядках практически совпадают. Это связано со значительным удельным вращением кристалла в рассматриваемом диапазоне оптического спектра. Для кристалла $Bi_{12}GeO_{20}$ (рисунок 2,б) относительные интенсивности в $+1$ -м и -1 -м дифракционных по-

рядках значительно различаются. Малые значения относительных интенсивностей во +2-м дифракционном порядке связаны со значительной фазовой расстройкой векторного синхронизма δ_1 (см. рисунок 1) [2]. Эффективность дифракции на сдвиговой УЗ волне в кристалле $\alpha - SiO_2$, когда УЗ волна распространяется вдоль оси $[110]$ и поляризована вдоль направления $[\bar{1}10]$, значительно ниже чем в кристаллах TeO_2 и $Bi_{12}GeO_{20}$. Это связано с малой эффективной фотоупругой постоянной для этого кристалла.

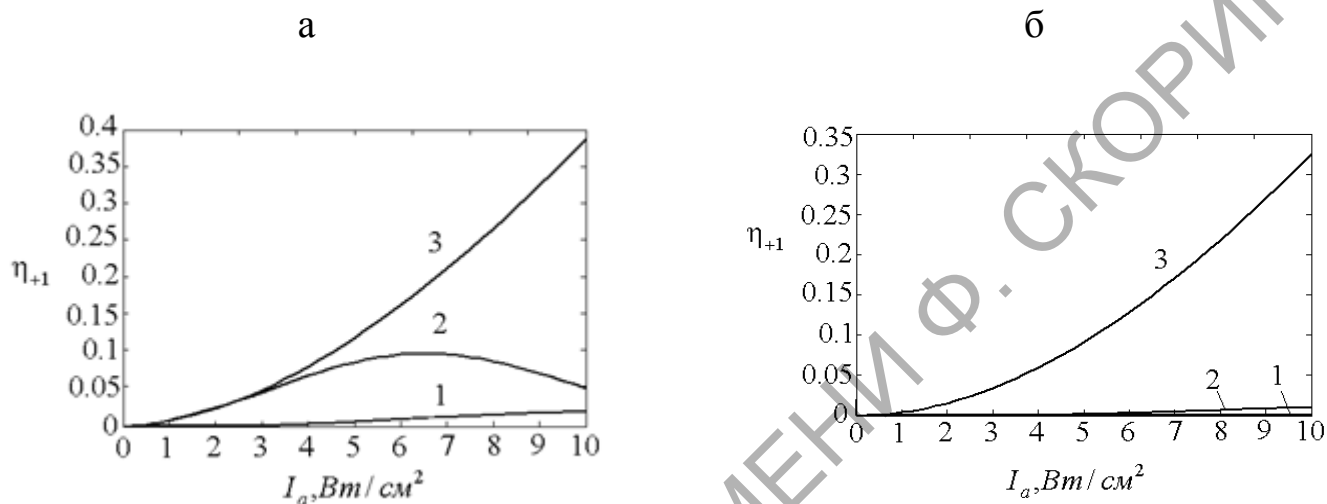


Рисунок 3 – Зависимость эффективности дифракции η_{+1} от интенсивности ультразвука I_a при различных длинах АО взаимодействия l :
 1–0, 2, 2–0, 4, 3–0,5 см на сдвиговая УЗ волна, кристалле TeO_2 (а);
 зависимость эффективности дифракции η_{+1} от интенсивности ультразвука I_a
 при различных длинах АО взаимодействия l : 1–0, 2, 2–0, 4, 3–0,5 см
 на продольной УЗ волне в кристалле $Bi_{12}GeO_{20}$ (б)

На рисунке 3,а представлена зависимость эффективности дифракции в +1-м дифракционном порядке от интенсивности медленной сдвиговой УЗ волны, распространяющейся вдоль оси $[110]$ и поляризованной вдоль направления $[\bar{1}10]$ кристалла парателлуриата при различных длинах АО взаимодействия. Зависимость эффективности дифракции в +1-м дифракционном порядке от интенсивности продольной УЗ волны, распространяющейся вдоль оси $[110]$ кристалла германата висмута при различных длинах АО взаимодействия представлена на рисунке 3,б.

Заключение

На основе полученных результатов могут быть созданы акустооптические устройства, работа которых основана на промежуточной дифракции света на ультразвуке. Такие устройства на основе бесселевых световых пучков (модуляторы, дефлекторы) перспективны для применений в лазерных технологиях (лазерная резка, сварка и др.).

Литература

1. Durnin, J. Exact solutions for nondiffracting beams / J. Durnin // J. Opt. Soc. Am. – 1987. – Vol. 4. – № 4. – P. 651–654.
2. Балакший, В.Н. Физические основы акустооптики / В.Н. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. – М. : Радио и связь, 1985. – 280 с.
3. Бокуть, Б.В. Феноменологическая теория естественной оптической активности / Б.В. Бокуть, А.Н. Сердюков // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 61. – № 5. – С. 1808–1813.