

Е.А. Горбач, В.В. Шепелевич

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

ЗАВИСИМОСТЬ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ В КУБИЧЕСКИХ ГИРОТРОПНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ, ОТ УГЛА БРЭГГА И ТОЛЩИНЫ КРИСТАЛЛА

Предположим, что в кубическом фоторефрактивном гиротропном кристалле среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ записана пропускающая ненаклонная голографическая решетка.

Исследуем зависимость дифракционной эффективности этой голографической решетки от угла Брэгга и толщины кубического фоторефрактивного гиротропного кристалла BSO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$, полагая, что оптическая активность учитывается и при записи, и при считывании.

В этом случае уравнения связанных волн могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned}\frac{dR_{\perp}}{dz} &= \alpha_{\varphi} R_{\parallel} + ie^{-i\delta} \kappa_1 S_{\perp} + ie^{-i\delta} \kappa_2 S_{\parallel}, \\ \frac{dR_{\parallel}}{dz} &= -\alpha_{\varphi} R_{\perp} + ie^{-i\delta} \kappa_2 S_{\perp} + ie^{-i\delta} \kappa_3 S_{\parallel}, \\ \frac{dS_{\perp}}{dz} &= ie^{i\delta} \kappa_1 R_{\perp} + ie^{i\delta} \kappa_2 R_{\parallel} + \alpha_{\varphi} S_{\parallel}, \\ \frac{dS_{\parallel}}{dz} &= ie^{i\delta} \kappa_2 R_{\perp} + ie^{i\delta} \kappa_3 R_{\parallel} - \alpha_{\varphi} S_{\perp},\end{aligned}\tag{1}$$

где R_{\perp} , R_{\parallel} , S_{\perp} , S_{\parallel} – комплексные проекции векторных амплитуд опорной R и предметной S световых волн, распространяющихся внутри гиротропного слоя, на направление, перпендикулярное плоскости падения (\perp), и на направления векторов \vec{e}_R и \vec{e}_S , лежащих в

плоскости падения (\parallel); $\alpha_\varphi = \frac{\alpha}{\cos \varphi_0}$, α – удельное вращение плоскости поляризации, φ_0 – угол Брэгга; $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$ – коэффициенты [1], зависящие от электрического поля пространственных зарядов (E_{sc}), угла Брэгга (φ_0), значения фотоупругих постоянных ($p_{11}, p_{12}, p_{13}, p_{44}$), коэффициентов упругости (c_{11}, c_{12}, c_{44}), электрооптического коэффициента (r_{41}), пьезоэлектрического коэффициента (e_{14}), показателя преломления кристалла (n), а также удельного вращение плоскости поляризации (α). В случае диффузионного режима взаимодействия световых волн с фоторефрактивным кристаллом ($E_0 = 0$) амплитуда электрического поля пространственных зарядов имеет вид [2]

$$E_{sc} = m \frac{E_D E_q}{E_D + E_q}$$

где $E_D = \frac{\kappa_B TK}{e}$, $E_q = \frac{eN_A}{\epsilon_0 \epsilon_S K}$, $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$, $\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi_0}$, $m = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} f(z)$, I_1 и I_2 – интенсивности интерферирующих световых волн, $I_0 = I_1 + I_2$, $f(z)$ – модулирующая функция.

Модулирующую функцию для произвольной поляризации опорной и предметной волн можно представить в виде [3]

$$f(z) = \sqrt{[(B + A)\cos u + (D + C)\cos v]^2 + [(B - A)\sin u + (D - C)\sin v]^2}, \quad (2)$$

$$\text{где } A = \frac{(\tau_R + 1)(\tau_S + 1)}{a} \cos^2 \frac{\varphi_R - \varphi_S}{2}, \quad B = \frac{(\tau_R - 1)(\tau_S - 1)}{a} \cos^2 \frac{\varphi_R - \varphi_S}{2},$$

$$C = \frac{(\tau_R + 1)(\tau_S - 1)}{a} \sin^2 \frac{\varphi_R - \varphi_S}{2}, \quad D = \frac{(\tau_R - 1)(\tau_S + 1)}{a} \sin^2 \frac{\varphi_R - \varphi_S}{2},$$

$$a = 2\sqrt{(1 + \tau_R^2)(1 + \tau_S^2)}, \quad u = \left(\frac{1}{\cos \varphi_R} - \frac{1}{\cos \varphi_S} \right) \alpha_\varphi d - (\psi_R - \psi_S),$$

$$v = \left(\frac{1}{\cos \varphi_R} + \frac{1}{\cos \varphi_S} \right) \alpha_\varphi d - (\psi_R + \psi_S), \quad \tau_R, \quad \tau_S - \text{эллиптичности}$$

опорной и предметной волн, ψ_R, ψ_S – азимуты поляризации этих волн, φ_R, φ_S – углы, образованные волновыми векторами опорной и предметной волн с нормалью к границе раздела двух сред, направленной внутрь регистрирующей среды.

В случае, когда опорная и предметная волны линейно поляризованы в плоскости падения ($\psi_R = \psi_S = \psi_0 = 0$, $\varphi_R = -\varphi_S = \varphi_0$, $\tau_R = \tau_S = 0$),

имеем $f(z) = \cos^2 \varphi_0 - \sin^2 \varphi_0 \cos \left(\frac{4\pi\alpha d}{\lambda \cos \varphi_0} \right)$ [4]. Если же опорная и предметная волны линейно поляризованы в плоскости, перпендикулярной плоскости падения ($\psi_R = \psi_S = \psi_0 = 90^\circ$, $\varphi_R = -\varphi_S = \varphi_0$, $\tau_R = \tau_S = 0$), $f(z) = \cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_0 \cos \left(\frac{4\pi\alpha d}{\lambda \cos \varphi_0} \right)$.

Учтем коэффициенты Френеля для преломленной волны. Для границы воздух – кристалл коэффициенты Френеля имеют вид [5]

$$\begin{aligned} T_{\perp 1} &= \frac{2 \sin \varphi_1 \cos \varphi_0}{\sin(\varphi_0 + \varphi_1)}, \\ T_{\parallel 1} &= \frac{2 \sin \varphi_1 \cos \varphi_0}{\sin(\varphi_0 + \varphi_1) \cos(\varphi_0 - \varphi_1)}, \\ \varphi_1 &= \arcsin \left(\frac{\sin \varphi_0}{n} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где φ_0 – угол падения, φ_1 – угол преломления, n – показатель преломления кубического фоторефрактивного гиротропного кристалла.

Для границы кристалл – воздух коэффициенты Френеля могут быть представлены следующим образом

$$T_{\perp 2} = \frac{2 \sin \varphi_0 \cos \varphi_1}{\sin(\varphi_1 + \varphi_0)}, \quad T_{\parallel 2} = \frac{2 \sin \varphi_0 \cos \varphi_1}{\sin(\varphi_1 + \varphi_0) \cos(\varphi_1 - \varphi_0)}, \quad (4)$$

где φ_1 – угол падения, φ_0 – угол преломления.

В расчетах также учитывается влияние пьезоэлектрического эффекта на значение дифракционной эффективности.

Система дифференциальных уравнений (1) решалась методом Рунге-Кутты. Результаты решения с учетом формул Френеля (3) и (4) позволяют определить дифракционную эффективность голограммы $\eta = \frac{|S(d)|^2}{|R(0)|^2}$.

Исследуем зависимость дифракционной эффективности голограмм от угла Брэгга и толщины кубического фоторефрактивного гиротропного кристалла BSO среза $(\bar{1} \bar{1} 0)$, когда оптическая активность учитывается и при записи, и при считывании.

В расчетах используем следующие значения фотоупругих постоянных $p_{11} = -0,16$, $p_{12} = -0,13$, $p_{13} = -0,12$, $p_{44} = -0,015$, коэффициентов упру-гости $c_{11} = 12,96 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_{12} = 2,99 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_{44} = 2,45 \cdot 10^{10}$ Н/м² [6], электрооптического коэффициента

$r_{41} = -5 \cdot 10^{-12}$ м/В, пьезоэлектрического коэффициента $e_{14} = 1,12$ Кл/м² и показателя преломления кристалла $n = 2,54$, а также удельного вращения плоскости поляризации $\alpha = 0,38$ рад/мм. Концентрацию акцепторов N_A в кристалле BSO принимаем равной 10^{22} м⁻³.

На рисунке 1 представлены поверхности зависимости дифракционной эффективности η от угла Брэгга φ_0 и толщины кристалла d в случае, когда опорная и предметная волны линейно поляризованы в плоскости падения $\psi_0 = 0^\circ$.

Из рисунка 1 видно, что учет оптической активности приводит к значительному изменению поверхности $\eta(\varphi_0, d)$. При угле Брэгга 45° в случае отсутствия оптической активности значение дифракционной эффективности равно нулю при любой толщине кристалла (прямая АВ), а в случае учета оптической активности при записи и считывании наблюдается область толщин, для которых значение дифракционной эффективности значительно отличается от нуля.

На рисунке 2 представлены поверхности зависимости дифракционной эффективности η от угла Брэгга φ_0 и толщины кристалла d в случае, когда опорная и предметная волны линейно поляризованы в плоскости, перпендикулярной плоскости падения $\psi_0 = 90^\circ$. При $\varphi_0 = \text{const}$ в случае отсутствия оптической активности кривые $\eta(d)$ монотонно возрастают, а при учете оптической активности наблюдаются два максимума.

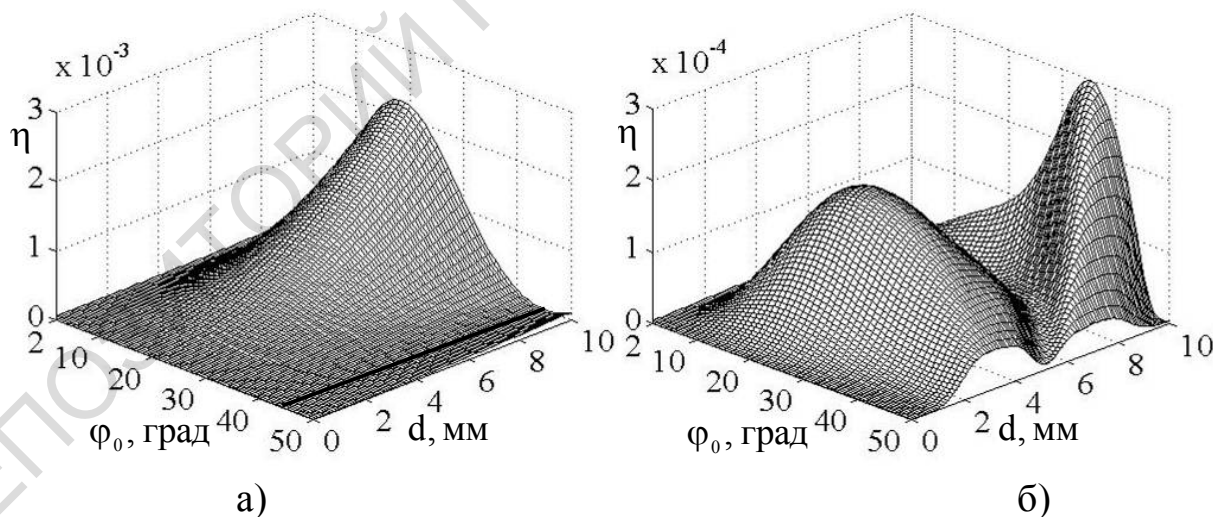


Рисунок 1 – Зависимость дифракционной эффективности от толщины кристалла d и угла Брэгга φ_0 ($\psi_0 = 0^\circ$):

- а) – оптическая активность не учитывается,
- б) – оптическая активность учитывается при записи и считывании

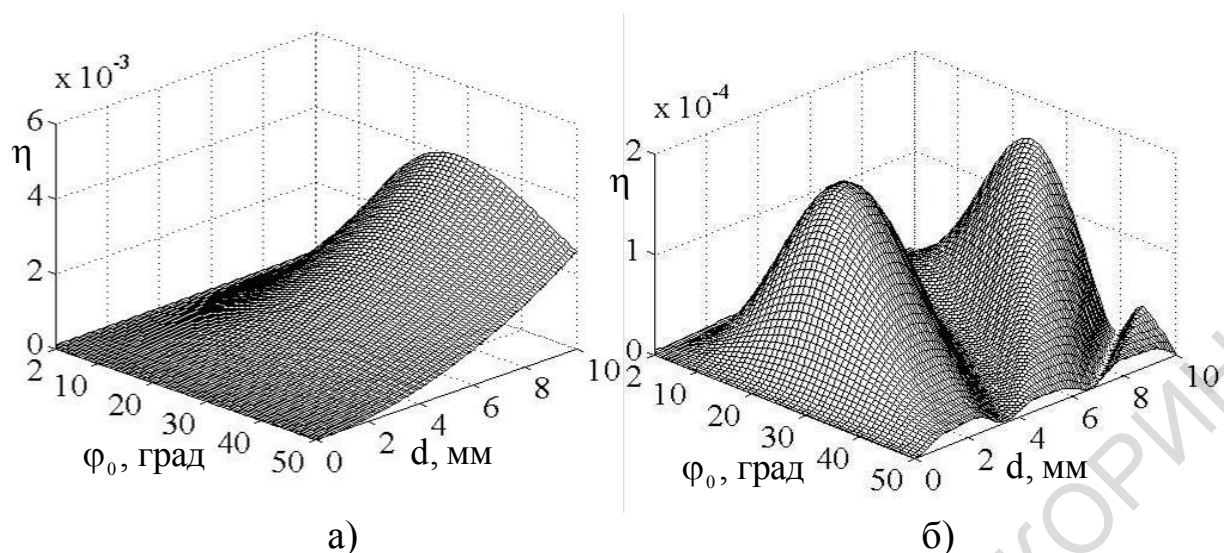


Рисунок 2 – Зависимость дифракционной эффективности от толщины кристалла d и угла Брэгга φ_0 ($\psi_0 = 90^\circ$):

- а) – оптическая активность не учитывается,
 б) – оптическая активность учитывается при записи и считывании

Из анализа рисунка 2 следует, что оптическая активность оказывает существенное влияние на значения дифракционной эффективности, что необходимо учитывать при применении фоторефрактивных кристаллов в интерферометрии.

Полученные результаты могут быть использованы для определения оптимальных толщин кристалла и углов Брэгга при наличии оптической активности при записи и считывании голограмм.

Литература

1. Мандель, А.Е. Влияние пьезоэлектрического эффекта и гиротропии на дифракцию света в кубических фоторефрактивных кристаллах / А.Е. Мандель, С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич // Опт. и спектр. – 1989. – Т. 67. – № 4. – С. 819–822.

2. Solymar, L. The physics and applications of photorefractive materials / L. Solymar, D. J. Webb, A. Grunnet-Jepsen. – Oxford: Clarendon Press, 1996. – 494 p.

3. Шепелевич, В.В. Голографические решетки в плоскопараллельном гиротропном слое / В.В. Шепелевич // Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. – Минск: ИФ АН БССР, 1991. – С. 78–82.

4. Шепелевич, В.В. К процессу формирования голографических решеток в плоскопараллельном гиротропном слое / В.В. Шепелевич // Опт. и спектр. – 1983. – Т. 54. – № 5. – С. 1064–1071.

5. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – 2-е изд. пер. с англ. – М. : Наука, 1973. – 720 с.

6. Степанов, С.И. Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах / С.И. Степанов, С.М. Шандаров, Н.Д. Хатьков // ФТТ. – 1987. – Т. 24. – № 10. – С. 3054–3058.

Н.А. Гусак

**Институт повышения квалификации и переподготовки кадров
по новым направлениям развития техники, технологии и
экономики БНТУ, Минск, Беларусь**

**ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ ВКЛЮЧЕНИЯ ВНЕШНЕГО
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭВОЛЮЦИЮ РЕШЕТОК
ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА
В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ**

В работе [1] впервые было получено обыкновенное дифференциальное уравнение четвертого порядка, на основе которого в [2] дано объяснение эффекта, предсказанного Н.В. Кухтаревым [3]. Суть эффекта состоит в следующем. При наличии в фоторефрактивном кристалле внешнего постоянного электрического поля заряд решетки, возбуждаемой стоячей световой волной, в процессе перехода к стационарному состоянию совершает колебания.

В течение долгого времени этот эффект не поддавался пониманию. Предпринятая в [4] попытка дать ему объяснение привела, как оказалось, к несоответствию математического описания физической сущности явления. В [4] рассматривается упрощенная модель задачи и для величины, не аккумулировавшей вклады всех реальных участников процесса, получено уравнение второго порядка, общее решение которого содержит начальные значения как этой величины, так и ее первой производной, заранее неизвестной.

Для корректного описания указанного эффекта, которое вскрывало бы механизм осуществления колебания заряда, нам потребовалось не только представить адекватную физическую модель процесса, но и сформулировать полностью контролируемое начальное условие. Такая программа была реализована в работах [1, 2], где рассмотрение строится под один конкретный вид такого условия. В данной работе переходной процесс исследуется при другом виде начального условия, который, на первый взгляд, исключает возможность колебания заряда.

Согласно [1, 2], при наличии стоячей световой волной и постоянного