

07

Дифракция световых волн на отражательных голограммах в кубических пьезокристаллах

© В.В. Шепелевич, В.Н. Навныко, С.Ф. Ничипорко,
С.М. Шандаров, А.Е. Мандель

Мозырский государственный педагогический университет, Беларусь

E-mail: vassher@inbox.ru

Томский университет системы управления и радиоэлектроники, Россия

E-mail: shand@stack.ru

Поступило в Редакцию 3 апреля 2003 г.

Найдены аналитические выражения напряженности электрического поля сигнальной волны при встречном двухволновом взаимодействии в кубическом фоторефрактивном пьезокристалле произвольного среза в приближении заданной решетки. Показано, что под влиянием оптической активности значения коэффициента усиления и дифракционной эффективности голограммы в кристаллах среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ могут превышать значения аналогичных величин в кристаллах среза $(00\bar{1})$.

Перспективными регистрирующими средами для записи объемных голограмм, впервые полученных и исследованных Ю.Н. Денисюком [1,2], являются фоторефрактивные кристаллы.

Если свойства пропускающих голограмм в фоторефрактивных кристаллах исследованы достаточно подробно, то изучению отражательных голограмм посвящено гораздо меньше работ, хотя дифракционная эффективность этих голограмм может достигать высоких значений (десятки процентов) даже в диффузионном режиме [3].

Отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах, проявляющих оптическую активность ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$), исследовались рядом авторов (например, [4–9]). Однако во всех перечисленных работах либо рассматривался только срез кристалла (001) [4–7], либо использовалось приближение неистощимой накачки [6,7,9], либо игнорировались пьезоэлектрические свойства кристалла [8].

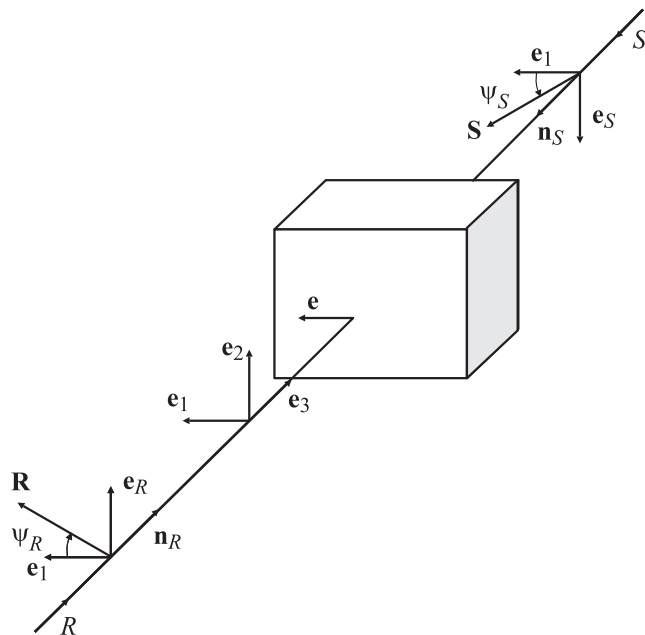


Рис. 1. Геометрия встречного взаимодействия опорной R и сигнальной S световых волн в фоторефрактивном кристалле.

Целью настоящего сообщения является получение аналитического решения уравнений связанных волн в отражательной голограмме, записанной в оптически активном пьезокристалле класса 23, в случае большой глубины модуляции голографической решетки, т.е. за рамками приближения неистощимой накачки, но в приближении заданной решетки.

Пусть опорная R и сигнальная S световые волны распространяются навстречу друг другу и дифрагируют на голографической отражательной фазовой решетке, записанной в кубическом фоторефрактивном кристалле произвольного среза (рис. 1).

Рабочая система координат определяется тройкой единичных ортогональных векторов $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$; единичный вектор \mathbf{e} характеризует некоторое фиксированное направление в плоскости среза кристалла, совпадающее с вектором \mathbf{e}_1 . Системы единичных векторов $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_R, \mathbf{n}_R)$

и $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_S, \mathbf{n}_S)$ служат для описания поляризации опорной и сигнальной волн соответственно, причем векторы \mathbf{n}_R и \mathbf{n}_S показывают направления распространения этих волн. Углы ψ_R и ψ_S характеризуют поляризацию опорной и сигнальной волн на входе в кристалл.

Используя стандартную процедуру решения системы уравнений связанных волн для гиротропных сред, можно получить сравнительно простые аналитические выражения для проекций S_{\parallel}^0 и S_{\perp}^0 вектора напряженности электрического поля сигнальной волны на направления \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 на выходе из кристалла:

$$S_{\parallel}^0 = \frac{1}{\Delta} \{AS_{\perp}^d + BS_{\parallel}^d + CR_{\perp}^0 + DR_{\parallel}^0\}, \quad (1)$$

$$S_{\perp}^0 = \frac{1}{\Delta} \{\tilde{A}S_{\parallel}^d + \tilde{B}S_{\perp}^d - CR_{\parallel}^0 + \tilde{D}R_{\perp}^0\}, \quad (2)$$

где

$$A = 4q \operatorname{sh}(qd) (\kappa_2 \operatorname{sh}(\kappa_+ d) - \rho \operatorname{ch}(\kappa_+ d)),$$

$$\tilde{A} = 4q \operatorname{sh}(qd) (\kappa_2 \operatorname{sh}(\kappa_+ d) + \rho \operatorname{ch}(\kappa_+ d)),$$

$$B = 4q (q \operatorname{ch}(\kappa_+ d) \operatorname{ch}(qd) - \kappa_- \operatorname{sh}(\kappa_+ d) \operatorname{sh}(qd)),$$

$$\tilde{B} = 4q (q \operatorname{ch}(\kappa_+ d) \operatorname{ch}(qd) + \kappa_- \operatorname{sh}(\kappa_+ d) \operatorname{sh}(qd)),$$

$$C = 2\kappa_2 q \operatorname{sh}(2qd) - 4\rho \kappa_- \operatorname{sh}^2(qd),$$

$$D = (2q^2 \operatorname{sh}(2\kappa_+ d) + 4\rho \kappa_2 \operatorname{sh}^2(qd) + 2\kappa_- q \operatorname{sh}(2qd)),$$

$$\tilde{D} = (-2q^2 \operatorname{sh}(2\kappa_+ d) + 4\rho \kappa_2 \operatorname{sh}^2(qd) + 2\kappa_- q \operatorname{sh}(2qd)),$$

$$\Delta = 4\kappa_-^2 (\operatorname{ch}(\kappa_+ d) + \operatorname{ch}(2qd)) - 4\rho^2 \operatorname{ch}^2(\kappa_+ d) + 4\kappa_2^2 (\operatorname{ch}^2(qd) + \operatorname{sh}^2(\kappa_+ d)),$$

$$q = \sqrt{\frac{(\kappa_3 - \kappa_1)^2}{4} + \kappa_2^2 - \rho^2}, \quad \kappa_+ = \frac{\kappa_3 + \kappa_1}{2}, \quad \kappa_- = \frac{\kappa_3 - \kappa_1}{2},$$

R_{\parallel}^0 и R_{\perp}^0 , S_{\parallel}^d и S_{\perp}^d — проекции векторов напряженности электрического поля опорной и сигнальной волн на входе в кристалл на векторы \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_R , \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_S соответственно; $\kappa_1 = (\mathbf{e}_1 \hat{\kappa} \mathbf{e}_1)$, $\kappa_2 = (\mathbf{e}_1 \hat{\kappa} \mathbf{e}_2)$, $\kappa_3 = (\mathbf{e}_2 \hat{\kappa} \mathbf{e}_2)$, $\hat{\kappa} = -\frac{\pi n^3 E}{2\lambda} \hat{b}$, n — показатель преломления, E — амплитуда электрического поля голографической решетки, \hat{b} — изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости среды, определяемое в [10], ρ — удельное вращение, d — толщина кристалла.

С помощью решений (1) и (2) нетрудно получить выражения коэффициента усиления сигнальной волны γ и дифракционной эффективности голограммы η для кристаллов срезов $(00\bar{1})$ ($\gamma_{(00\bar{1})}$ и $\eta_{(00\bar{1})}$) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ ($\gamma_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})}$ и $\eta_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})}$).

1. Срез $(00\bar{1})$, $\mathbf{e} \parallel \mathbf{a}$:

$$\gamma_{(00\bar{1})} = \frac{I_S(0)}{I_S(d)} = \frac{1 + \Gamma \frac{\kappa_1^2}{\beta} \sin^2(\sqrt{\beta} d) - 2\sqrt{\Gamma} \frac{\kappa_1}{\sqrt{\beta}} \sin(\psi_R - \psi_S) \sin(\sqrt{\beta} d)}{\cos^2(\sqrt{\beta} d) + \frac{\kappa_1^2}{\beta} \sin^2(\sqrt{\beta} d)}, \quad (3)$$

$$\eta_{(00\bar{1})} = \frac{I_S(0)}{I_R(0)} = \frac{\sin^2(\sqrt{\beta} d)}{\frac{\rho^2}{\kappa_1^2} - \cos^2(\sqrt{\beta} d)}, \quad (4)$$

где $\beta = \rho^2 - \kappa_1^2$.

2. Срез $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, $\mathbf{e} \parallel (2\mathbf{c} - \mathbf{a} - \mathbf{b})/\sqrt{6}$:

$$\gamma_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})} = \frac{1}{\text{ch}^2(\kappa_2 d)} + \Gamma \text{th}^2(\kappa_2 d) - 2\sqrt{\Gamma} \cos(\psi_R + \psi_S - \rho d) \frac{\text{th}(\kappa_2 d)}{\text{ch}(\kappa_2 d)}, \quad (5)$$

$$\eta_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})} = \text{th}^2(\kappa_2 d), \quad (6)$$

где $I_S(0)$ — интенсивность сигнальной волны на выходе из кристалла, $I_S(d)$ и $I_R(0)$ — интенсивность сигнальной и опорной волн на входе в кристалл, $\Gamma = I_R(0)/I_S(d)$. Здесь использованы обозначения единичных векторов кристаллографических направлений \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} .

Для анализа зависимости эффективного коэффициента усиления γ и дифракционной эффективности голограммы η от толщины кристалла применим известное поляризационное условие [4] $\psi_R = -\psi_S + \rho d$, которое удовлетворяется при каждой толщине кристалла. Именно при выполнении такого соотношения азимутов поляризации опорной и сигнальной волн, величина κ достигает максимального значения при записи голограммы. Легко видеть, что при этом для среза $(00\bar{1})$ коэффициент усиления γ зависит от поляризационного угла сигнальной волны $\psi_S = \psi_0$ и толщины кристалла d , а для среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ — только от толщины кристалла. Дифракционная эффективность голограммы η не зависит от поляризации считывающего света для кристаллов обоих срезов.

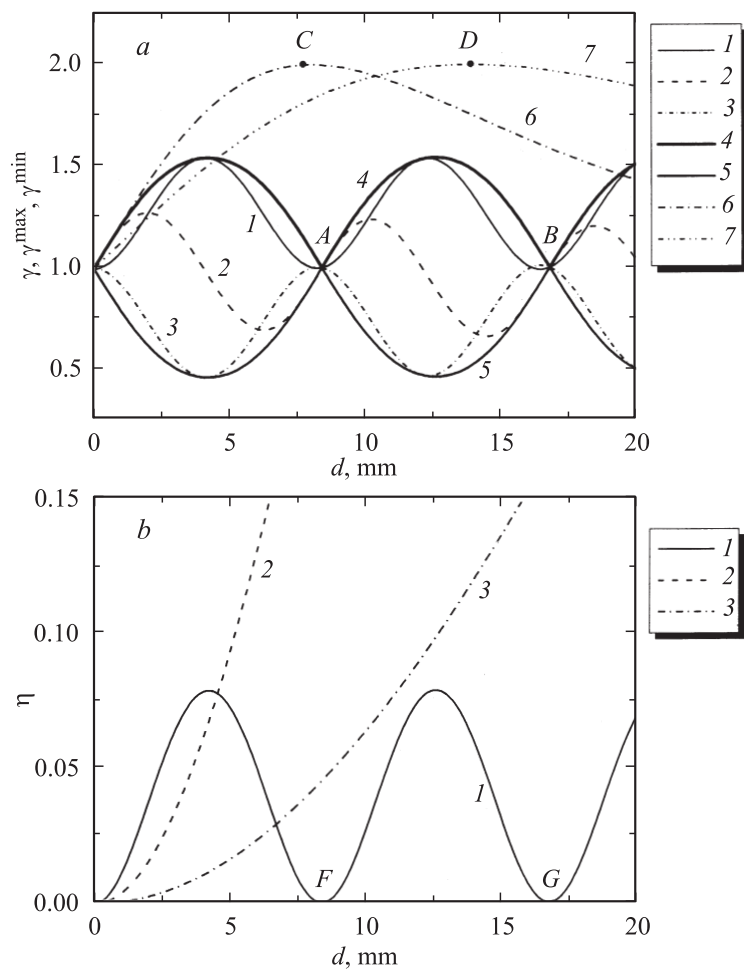


Рис. 2. Зависимость эффективного коэффициента усиления сигнальной волны (a) и дифракционной эффективности (b) от толщины голограммы: a — срез (00 $\bar{1}$): 1 — $\gamma(d)$ при $\psi_0 = 0^\circ$; 2 — $\gamma(d)$ при $\psi_0 = 45^\circ$; 3 — $\gamma(d)$ при $\psi_0 = 90^\circ$; 4 — $\gamma^{\max}(d)$; 5 — $\gamma^{\min}(d)$; срез ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$): 6 — $\gamma(d)$ без учета пьезоэлектрического эффекта; 7 — $\gamma(d)$ с учетом пьезоэлектрического эффекта; b — срез (001): 1 — $\eta(d)$; срез ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$): 2 — $\eta(d)$ без учета пьезоэлектрического эффекта; 3 — $\eta(d)$ с учетом пьезоэлектрического эффекта.

Зависимости коэффициента усиления голограммы γ и дифракционной эффективности η от толщины оптически активного кристалла d (рис. 2) для среза $(00\bar{1})$ имеют ярко выраженный периодический характер. При выполнении условия $\rho d = \pi k$, где k — целое число, энергообмен между световыми волнами отсутствует (точки A, B), а дифракционная эффективность обращается в нуль (точки F и G). Эти же зависимости для среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ являются монотонными вплоть до точек C или D , пока не произойдет полная перекачка интенсивности из одной волны в другую. В случае когда толщина кристалла близка к значению $d = \pi k / \rho$, $\gamma_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})}$ и $\eta_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})}$ всегда превышают $\gamma_{(00\bar{1})}$ и $\eta_{(00\bar{1})}$, несмотря на то что постоянная связи для среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ без учета пьезоэлектрического эффекта в $1/\sqrt{3}$ раз меньше, чем постоянная связи для среза $(00\bar{1})$. Из рис. 2 также следует, что под влиянием пьезоэлектрического эффекта коэффициент усиления и дифракционная эффективность голограммы в кристаллах среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ при умеренной толщине кристалла уменьшаются.

При построении графиков были использованы параметры кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ из [10].

Таким образом, получены аналитические выражения для составляющих вектора напряженности электрического поля сигнальной волны, прошедшей кубический фоторефрактивный пьезокристалл при двухволновом встречном взаимодействии. Найдены зависимости коэффициента усиления и дифракционной эффективности отражательной голограммы от толщины кристалла для срезов $(00\bar{1})$ и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$. Показано, что при определенных значениях толщины кристалла срез $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ является предпочтительным как для получения высокого коэффициента усиления, так и для оптимизации дифракционной эффективности.

Работа выполнялась в рамках совместного Белорусско-Российского проекта при поддержке Фондов фундаментальных исследований Беларуси (проект № Ф02Р-143) и России (проект № 02-02-81044).

Список литературы

- [1] Денисюк Ю.Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 144. № 6. С. 1275–1278.
- [2] Денисюк Ю.Н. // Опт. и спектр. 1963. Т. 15. № 4. С. 522–532.
- [3] Dovgalenko G., Salamo G., Duree G. et al. // Topical Meeting Photorefractive Materials. Effects and Devices. PR '95, June 11–14. Aspen Lodge at Estes Park. Colorado: Technical Digest, 1995. P. 295–298.

- [4] *Kukhtarev N.V., Dovgalenko G.E., Srarkov V.N.* // J. Appl. Phys. A. 1984. V. 33. P. 227–230.
- [5] *Храмович Е.М., Шепелевич В.В.* // Изв. АН БССР. Сер. ф.-м. наук. 1987. № 2. С. 106–112.
- [6] *Mallick S., Miteva M., Nikolova L.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. P. 1179–1186.
- [7] *Weber M., Shamonina E., Ringhofer K.H.* et al. // Optical Materials. 2001. V. 18. P. 119–122.
- [8] *Kukhtarev N.V., Chen B.S., Venkateswarlu P.* et al. // Optics Commun. 1993. V. 104. P. 23–28.
- [9] *Мартыянов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В.* // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 6. С. 1006–1010.
- [10] *Шандаров С.М., Шепелевич В.В., Хатьков Н.Д.* // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. № 5. С. 1068–1073.