

07;12

## Ориентационная зависимость дифракционной эффективности голограмм в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах среза (111)

© С.Ф. Ничипорко, А.Е. Загорский, В.В. Шепелевич, И. Ху,  
К.Х. Рингхофер, Е.А. Шамонина

Мозырский государственный педагогический институт, Беларусь  
Оснабрюкский университет, Германия

Поступило в Редакцию 19 августа 1999 г.

Установлено, что дифракционная эффективность пропускающих голограмм в фоторефрактивных кристаллах классов  $\bar{4}3m$  и 23 среза (111) зависит от ориентации вектора решетки и что этот эффект обусловлен совместным влиянием пьезоэлектрических и фотоупругих свойств кристалла. Теоретически и экспериментально определена форма такой зависимости при фиксированных линейных поляризациях считывающих световых волн для кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  толщиной 2.1 мм.

В последние годы проявляется значительный интерес к исследованию взаимодействия световых волн в кубических фоторефрактивных кристаллах среза (111). Так, например, в [1] изучалось четырех- и двухволновое взаимодействие в кристаллах InP и GaAs среза (111) (класс  $\bar{4}3m$ ), в [2] — двухволновое взаимодействие в кристаллах этого же класса для случая произвольного среза, включая срез (111). В результате теоретических и экспериментальных исследований на примере кристалла GaAs авторы работы [3] пришли к заключению, что в кристаллах класса  $\bar{4}3m$  среза (111) для поляризации регистрирующих волн (вектор напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$ ) перпендикулярно плоскости падения дифракционная эффективность голограммы не зависит от ориентации вектора голографической решетки в плоскости среза. Исследованию отражательных голографических решеток в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (класс 23) среза (111) посвящена статья [4].

Во всех рассмотренных выше работах при изучении дифракционных процессов пьезоэлектрический эффект не учитывался, хотя известны доказательства его проявления в кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ , GaAs и др. (например, [5–7]).

В недавней статье [8] исследовано влияние пьезоэлектрического эффекта на ориентационную зависимость усиления сигнального светового пучка в кубических фоторефрактивных кристаллах среза (111) при двухволновом взаимодействии.

Целью настоящей работы является изучение ориентационной зависимости дифракционной эффективности пропускающих голограмм, записанных в кубических фоторефрактивных кристаллах класса 23 среза (111) с учетом пьезоэлектрических свойств и оптической активности этих сред. Насколько нам известно, это первая попытка исследовать такую зависимость.

Для вычисления дифракционной эффективности голограмм будем использовать уравнения связанных волн (см. формулы (1), (2), (8) в [9]), справедливые для произвольного среза кристалла. В случае малых углов Брэгга ( $\varphi < 5^\circ$ ,  $\cos \varphi \approx 1$ ,  $\sin \varphi \approx \text{tg } \varphi \approx 0$ ) в кристалле среза (111) постоянные связи  $\kappa_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) можно приближенно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \kappa_1 &\approx -\kappa_0 \left\{ 3(b_{11} + b_{22} - 2b_{12}) \cos^2 \theta + [b_{11} + b_{22} + 2b_{12} \right. \\ &\quad \left. + 4(b_{33} - b_{13} - b_{23}) \right] \sin^2 \theta + \sqrt{3} [b_{11} - b_{22} + 2(b_{23} - b_{13})] \sin(2\theta) \left. \right\}, \\ \kappa_2 &\approx \kappa_3 \approx -\kappa_0 \left\{ [-b_{11} - b_{22} + 2(b_{33} + 2b_{12} - b_{23} - b_{13})] \sin(2\theta) \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{3} (b_{11} - b_{22} + 2(b_{23} - b_{13})) \cos(2\theta) \right\}, \\ \kappa_4 &\approx -\kappa_0 \left\{ 3(b_{11} + b_{22} - 2b_{12}) \sin^2 \theta \right. \\ &\quad \left. + [b_{11} + b_{22} + 2b_{12} + 4(b_{33} - b_{13} - b_{23})] \cos^2 \theta \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{3} [-b_{11} + b_{22} + 2(b_{13} - b_{23})] \sin(2\theta) \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ориентационный угол  $\theta$  — это угол между направлением  $[\bar{1}\bar{1}2]$  и вектором решетки  $\mathbf{K}$ ,  $\kappa_0 = \pi n^3 (12\lambda)^{-1} E_G$ ,  $n$  — показатель преломления

кристалла,  $\lambda$  — длина волны световых пучков,  $E_G$  — амплитуда напряженности электрического поля голографической решетки. Общие выражения компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости  $b_{ij}$  приведены в [10].

В случае пренебрежения самодифракцией (приближение заданной решетки) и выполнения условия малости постоянных связи ( $\kappa_0 \ll \alpha$ , где  $\alpha$  — удельное оптическое вращение кристалла в рад/мм) можно получить аналитическое решение системы связанных уравнений и найти выражение для дифракционной эффективности голограммы

$$\eta = a^2 + b^2 + c^2 + 2a\{b \cos(2\Psi_0 - \alpha d) + c \sin(2\Psi_0 - \alpha d)\}, \quad (2)$$

где

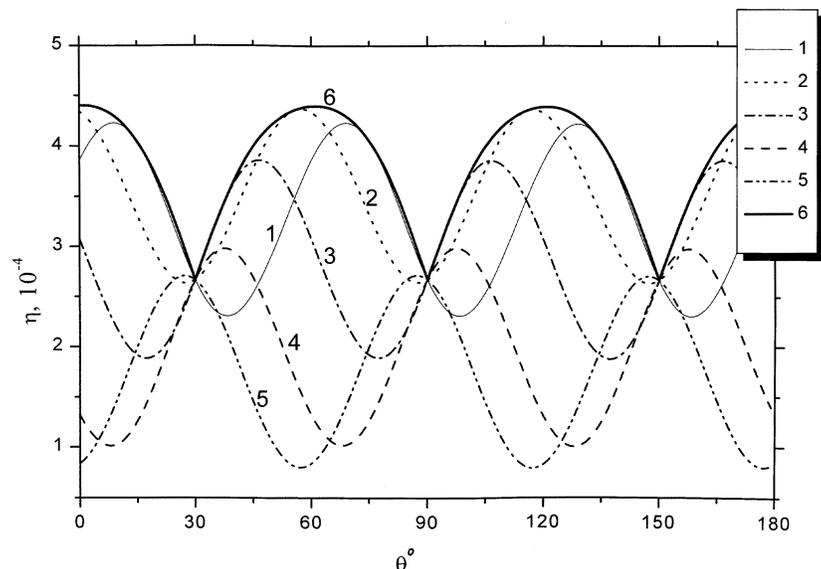
$$a = -\{(\kappa_1 + \kappa_4)/2\}d, \quad b = (\kappa_1 - \kappa_4)\{\sin(\alpha d)\}/(2\alpha), \quad c = \{\kappa_2 \sin(\alpha d)\}/\alpha,$$

$d$  — толщина кристалла. Здесь предполагается, что считывание голограммы проводится линейно поляризованным светом с азимутом поляризации  $\Psi_0$ .

На основании более общих выражений для дифракционной эффективности [9,11] можно показать, что формула (2) применима также к кристаллам класса  $\bar{4}3m$ , если положить  $(\sin(\alpha d))/(\alpha d) = 1$ ,  $\alpha = 0$  и учесть, что в кристаллах этих классов значения фотоупругих параметров  $p_2$  и  $p_3$  совпадают.

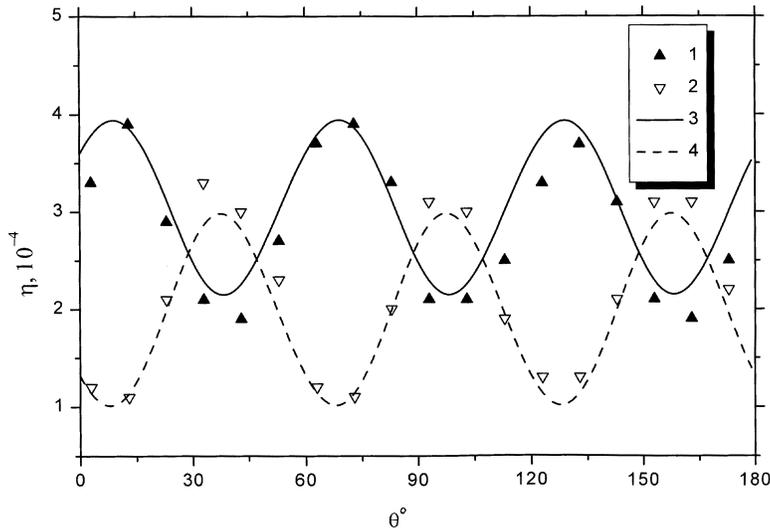
Анализ выражения (2) показывает, что в случае отсутствия пьезоэлектрического эффекта  $a = 0$ ,  $b^2 + c^2 = \text{const}$ , и поэтому дифракционная эффективность не зависит от ориентационного угла  $\theta$  как в кристаллах класса 23, так и в кристаллах класса  $\bar{4}3m$ , что согласуется с результатами [3]. Однако при учете этого эффекта в реальных пьезокристаллах этих классов параметры  $a$  и  $b^2 + c^2$  зависят от  $\theta$ , и за счет выбора ориентации образца и поляризации считывающего света может достигаться изменение дифракционной эффективности голограмм в широких пределах.

На рис. 1 изображены теоретические зависимости дифракционной эффективности голограммы  $\eta$  от ориентационного угла  $\theta$  при различных фиксированных поляризациях считывающего света для кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  среза (111) толщиной 2.1 мм. Дифракционная эффективность вычислялась для значения амплитуды напряженности электрического



**Рис. 1.** Теоретическая зависимость дифракционной эффективности  $\eta$  голографической решетки в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  от ориентационного угла  $\theta$ : 1 —  $\Psi_0 = 0$ , 2 —  $\Psi_0 = 30^\circ$ , 3 —  $\Psi_0 = 60^\circ$ , 4 —  $\Psi_0 = 90^\circ$ , 5 —  $\Psi_0 = 120^\circ$ . Кривая 6 показывает зависимость максимальных значений дифракционной эффективности, которые достигаются за счет изменения поляризации считывающего света от ориентационного угла. Расчеты выполнялись при следующих значениях параметров кристалла (например, [11]):  $n = 2.54$ ; электрооптический коэффициент  $r = -5 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ ; компоненты тензора упругости  $c_1 = 12.96 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}$ ,  $c_2 = 2.99 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}$ ,  $c_3 = 2.45 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}$ ; фотоупругие постоянные  $p_1 = -0.16$ ,  $p_2 = -0.13$ ,  $p_3 = -0.12$ ,  $p_4 = -0.015$ ; пьезоэлектрический коэффициент  $e = 1.12 \text{ С/м}^2$ ,  $\lambda = 6.328 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ . Удельное оптическое вращение  $\alpha = 0.38 \text{ рад/мм}$  было измерено нами для исследуемого образца.

поля голографической решетки  $E_G = 0.458 \text{ кВ/см}$ . Мы видим (кривые 1–5), что только при фиксированных значениях ориентационного угла  $\theta = 30^\circ + k \times 60^\circ$ , где  $k$  — целое число, дифракционная эффективность не зависит от поляризации считывающего света. Нетрудно убедиться, что максимальные значения дифракционной эффективности достигаются при углах  $\theta = k \times 60^\circ$  (кривая 6).



**Рис. 2.** Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей дифракционной эффективности при поляризации считывающего света в плоскости падения ( $\Psi_0 = 0$ ) и перпендикулярно этой плоскости ( $\Psi_0 = 90^\circ$ ). 1, 2 — экспериментальные зависимости  $\eta(\theta)$ : 1 —  $\Psi_0 = 0$ , 2 —  $\Psi_0 = 90^\circ$ ; 3, 4 — теоретические зависимости  $\eta(\theta)$ : 3 —  $\Psi_0 = 0$ , 4 —  $\Psi_0 = 90^\circ$ . Здесь учтено некоторое уменьшение видности голографической решетки и значения  $E_G$  при  $\Psi_0 = 0$  за счет неколлинеарности векторов напряженности электрического поля записывающих голограмму волн при входе в кристалл.

Для проверки полученных теоретических зависимостей нами были проведены экспериментальные исследования дифракции световых волн в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  среза (111) толщиной 2.1 mm.

Световой пучок от He-Ne-лазера с мощностью 50 mW разделялся на 2 пучка с отношением интенсивностей 1 : 2.1, которые затем сводились на кристалл под углом Брэгга в воздухе  $\varphi_0 \approx 11.5^\circ$ , что соответствует  $\varphi \approx 4.5^\circ$ . Для измерения интенсивности дифрагированного света использовался полупроводниковый диод с усилителем тока. Поляризация лазерного пучка изменялась с помощью фазовой пластинки  $\lambda/4$  и поляризатора.

Голографическая решетка записывалась в течение 30 s. Затем один из световых пучков перекрывался и проводилось измерение отношения

интенсивности дифрагированного света к интенсивности считывающего пучка.

Экспериментальные зависимости  $\eta(\theta)$  для значений поляризации световых пучков  $\Psi_0 = 0(\blacktriangle)$  и  $\Psi_0 = 90^\circ(\nabla)$  приведены на рис. 2. Наилучшее согласие между теоретическими и экспериментальными кривыми достигается при  $E_G = 0.458$  kV/cm.

Удовлетворительное согласование экспериментальных ориентационных зависимостей с теоретическими свидетельствует о соответствии принятых приближений и предложенной феноменологической модели реальному процессу дифракции.

Выражаем благодарность М.В. Шамонину, В.П. Каменову, Н.Н. Егорову, А.А. Фирсову за полезное обсуждение результатов этой статьи.

Работа выполнена при частичной поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь, Министерства образования Беларуси и Коллегии по подготовке аспирантов Оснабрюкского университета.

## Список литературы

- [1] *Ding Y., Eichler H.J.* // Optics Commun. 1994. V. 110. P. 446–464.
- [2] *Eichler H.J., Ding Y., Smandek B.* // Phys. Rev. 1995. A52. P. 2411–2418.
- [3] *Sugg B., Kahman F., Rupp R.A., Delaye Ph., Roosen G.* // Optics Commun. 1993. V. 106. P. 6–12.
- [4] *Kukhtarev N., Chen B.S., Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M.* // Optics Commun. 1993. V. 104. P. 23–28.
- [5] *Степанов С.И., Шандаров С.М., Хатьков Н.Д.* // ФТТ. 1987. V. 24. P. 3054–3058.
- [6] *Solymar L., Webb D.I., Grunnet-Jepsen A.* The physics and applications of photorefractive materials. Oxford: Clarendon Press, 1996. P. 226–230.
- [7] *Shamonina E., Kamenov V.P., Ringhofer K.H., Cedilnik G., Kesslering A., Kowarschik R.* // J. Opt. Soc. Am. 1998. V. B15. P. 2552–2559.
- [8] *Shepelevich V.V., Nichiporko S.F., Zagorskiy A.E., Egorov N.N., Hu Yi, Ringhofer K.H., Shamonina E.* // OSA Trends in Optics and Photonics. 1999. V. 27. P. 353–358.
- [9] *Шепелевич В.В.* // Опт. и спектр. 1997. Т. 83. С. 172–176.
- [10] *Шандаров С.М., Шепелевич В.В., Хатьков Н.Д.* // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. С. 1068–1073.
- [11] *Shepelevich V.V., Shandarov S.M., Mandel A.E.* // Ferroelectrics. 1990. V. 110. P. 235–249.