

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
КРИСТАЛЛОВ

УДК 535.4, 53.5

ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ СМЕШАННЫХ  
ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ  
ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОМ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$   
ПРОИЗВОЛЬНОГО СРЕЗА

© 2019 г. А. В. Макаревич<sup>1,\*</sup>, В. В. Шепелевич<sup>1</sup>, В. Н. Навныко<sup>1</sup>,  
М. А. Аманова<sup>1</sup>, С. М. Шандаров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь

<sup>2</sup> Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

\*E-mail: aleksandr\_makarevich@inbox.ru

Поступила в редакцию 15.03.2019 г.

После доработки 11.04.2019 г.

Принята к публикации 19.04.2019 г.

Выполнена теоретическая оптимизация процесса считывания смешанных пропускающих голограмм, сформированных в фоторефрактивном пьезокристалле семейства силленитов  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  произвольного среза. Определены оптимальные кристаллические срезы, в которых достигается наибольшая дифракционная эффективность голограмм. Результаты теоретического анализа опираются на полученные ранее экспериментальные данные, согласуются с точечной группой симметрии кристалла и могут быть основой для повышения эффективности устройств динамической голографии, использующих кристаллы  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ .

DOI: 10.1134/S002347611905014X

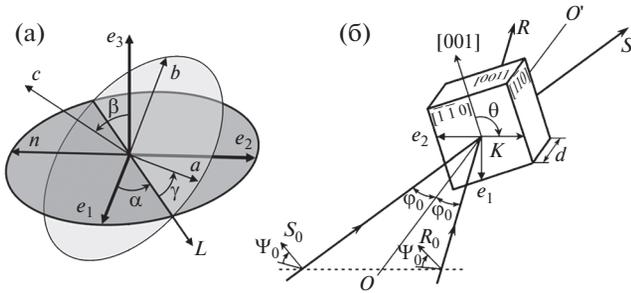
ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к использованию фоторефрактивных кристаллов в практически важных областях голографии [1–3]. Кристаллы семейства силленитов  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO),  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (BTO) и  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  (BGO), принадлежащие к классу симметрии 23 кубической сингонии, обладают высокой светочувствительностью и разрешающей способностью, хорошим быстродействием и реверсивностью циклов записи–считывания голограмм, а также другими полезными оптическими свойствами и технологичностью.

Присущие силленитам естественная оптическая активность, обратный пьезоэлектрический и фотоупругий эффекты значительно усложняют теоретическое описание процессов взаимодействия световых волн с записанными в этих кристаллах голографическими решетками (голограммами), представляющими собой изменение тензора диэлектрической проницаемости кристалла при освещении его интерференционной картиной когерентных световых волн. Вероятно, по этой причине во многих научных работах по изучению и применению силленитов рассматриваются только такие виды их пространственной ориентации относительно плоскости распространения опорного и предметного световых пучков,

при которых вектор голографической решетки  $\mathbf{K}$  параллелен или перпендикулярен кристаллографическому направлению [001]. Как известно [4], при таких ориентациях вклад обратного пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов (далее сокращенно “пьезоэффект”) в выходные энергетические характеристики голограмм либо отсутствует ( $\mathbf{K} \parallel [001]$ ), либо им можно пренебречь ( $\mathbf{K} \perp [001]$ ), что значительно упрощает проводимые теоретические расчеты. Однако в таких случаях не удастся достичь наиболее высоких значений выходных энергетических характеристик голограмм, к которым относятся их дифракционная эффективность и коэффициент усиления предметной световой волны при двухволновом взаимодействии.

В [5, 6] показано, что в кристалле BTO, наряду с традиционно рассматриваемыми в силленитах фазовыми голографическими решетками, возникновение которых обусловлено изменениями показателя преломления кристалла под действием интерференционного поля, благодаря пространственной модуляции коэффициента поглощения формируются амплитудные решетки. Влияние решеток приводит не только к количественному, но и к качественному изменению зависимости дифракционной эффективности голограмм от ориентации



**Рис. 1.** Использование углов Эйлера  $\alpha, \beta, \gamma$  для задания произвольного кристаллического среза (а); ориентация кристаллической пластинки среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$  относительно плоскости распространения световых пучков (б).

онного угла кристалла по сравнению со случаем обычных фазовых голограмм [5].

Совокупность фазовой и амплитудной голографических решеток принято называть смешанной голограммой [7].

В настоящей работе представлены результаты теоретического анализа дифракционной эффективности пропускающих голограмм в кристалле ВТО, проведенного с учетом пьезоэффекта и смешанной фазово-амплитудной структуры голографической решетки.

**ОСНОВНЫЕ ПОДХОДЫ К РАСЧЕТУ**

Для задания среза кристалла ВТО свяжем, как показано на рис. 1а, рабочую и кристаллографическую системы координат при помощи углов Эйлера в соответствии с их определением, принятым в [8]. Рабочую систему координат будем характеризовать единичными векторами  $e_1, e_2, e_3$ , а кристаллографическую – единичными векторами  $a, b$  и  $c$ . Рабочая система координат определяет расположение кристаллического образца относительно плоскости распространения световых пучков и вектора голографической решетки  $K = k_S - k_R$ , где  $k_R$  и  $k_S$  – волновые векторы опорной и предметной световых волн. Направление вектора  $K$  на рис. 1а указывает единичный вектор  $n = -e_2$ .

Углом прецессии  $\alpha$  зададим положение вектора  $e_1$  относительно линии узлов  $L$  и будем характеризовать поворот кристаллографической системы координат относительно вектора  $e_3$ , являющегося вектором внутренней нормали к лицевой грани кристалла. Углом нутации  $\beta$  определим величину поворота кристаллографической системы координат относительно рабочей системы координат вокруг оси  $L$ , а углом собственного вращения  $\gamma$  будем характеризовать поворот самой кристаллографической системы координат относительно ее оси  $c$ .

Очевидно, что при таком подходе для задания всевозможных кристаллических срезов достаточ-

но изменения угла  $\beta$  в пределах от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ , а угла  $\gamma$  – от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ .

Для определения условий взаимодействия в кристалле опорного  $R$  и предметного  $S$  световых пучков на рис. 1б в качестве примера показано их падение на кристаллическую пластинку среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$  ( $\beta = 90^\circ, \gamma = 45^\circ$ ). Здесь  $\phi_0$  – угол Брэгга вне кристалла, а  $\Psi_0$  – азимуты линейной поляризации, задающие направления колебаний векторов напряженности электрического поля  $R_0$  и  $S_0$  опорного и предметного пучков.

На рис. 1б  $\theta$  – ориентационный угол кристалла, определяющий величину поворота кристаллической пластинки вокруг оси  $OO'$ , проходящей вдоль вектора  $e_3$ , и отсчитываемый для этого среза от кристаллографического направления  $[001]$  к вектору голографической решетки  $K$  таким образом, что  $\theta = -\alpha$ . Отметим, что направление отчета угла  $\theta$  для данного среза можно считать исторически сложившимся, поскольку ранее оно использовалось, например, в [9, 10] при изучении фазовых голограмм в кристалле BSO.

До начала поворота кристаллического образца имеем  $\theta = \alpha = 0$ , вектор  $K$  сонаправлен с  $[001]$ . Поэтому в случае задания произвольного среза кристалла (рис. 1а) условимся отсчитывать угол  $\theta = -\alpha$  к вектору решетки  $K$  от кристаллографического направления, совпадающего с этим вектором при  $\alpha = 0$ .

Таким образом, выходные энергетические характеристики голограмм являются функциями от среза кристалла, его толщины  $d$ , ориентационного угла  $\theta$  и азимутов  $\Psi_0$  линейной поляризации световых пучков  $R$  и  $S$ .

При описании дифракции света на смешанных амплитудно-фазовых голограммах используем систему дифференциальных уравнений связанных волн (1) [5, 6]:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dR_\perp}{dz} &= -\alpha R_\perp + \rho R_\parallel + \left( ie^{-i\delta} \kappa_1 - \frac{\kappa}{\cos \varphi} \right) S_\perp + \\ &+ ie^{-i\delta} \kappa_2 S_\parallel, \\ \frac{dR_\parallel}{dz} &= -\rho R_\perp - \alpha R_\parallel + ie^{-i\delta} \kappa_3 S_\perp + \\ &+ \left( ie^{-i\delta} \kappa_4 - \frac{\kappa \cos 2\varphi}{\cos \varphi} \right) S_\parallel, \\ \frac{dS_\perp}{dz} &= \left( ie^{i\delta} \kappa_1 - \frac{\kappa}{\cos \varphi} \right) R_\perp + ie^{i\delta} \kappa_3 R_\parallel - \\ &- \alpha S_\perp + \rho S_\parallel, \\ \frac{dS_\parallel}{dz} &= ie^{i\delta} \kappa_2 R_\perp + \left( ie^{i\delta} \kappa_4 - \frac{\kappa \cos 2\varphi}{\cos \varphi} \right) R_\parallel - \\ &- \rho S_\perp - \alpha S_\parallel. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

Здесь  $R_{\perp}$  и  $R_{\parallel}$ ,  $S_{\perp}$  и  $S_{\parallel}$  – проекции векторных амплитуд опорной ( $R$ ) и предметной ( $S$ ) световых волн на направление, перпендикулярное к плоскости их распространения ( $\perp$ ), и направление, лежащее в этой плоскости ( $\parallel$ );  $\alpha = \alpha_0/\cos\varphi$ , где  $\alpha_0$  – амплитудный коэффициент поглощения кристалла,  $\varphi$  – брэгговский угол для опорной и предметной волн внутри кристалла (связан с углом Брэгга вне кристалла  $\varphi_0$  законом Снеллиуса);  $\rho = \rho_0/\cos\varphi$ , где  $\rho_0$  – удельное вращение плоскости поляризации световой волны, характеризующее оптическую активность кристалла;  $\kappa_m$  ( $m = 1, 2, 3, 4$ ) – постоянные связи, посредством которых учитывается влияние электрооптического, обратного пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов;  $\kappa$  – параметр связи, характеризующий взаимодействие света с амплитудной голограммой, значение которого впервые определено экспериментально в [5] и составило  $2.1 \text{ м}^{-1}$ ;  $\delta = \pi/2$  – фазовый сдвиг фазовой составляющей голографической решетки относительно амплитудной составляющей этой решетки, совпадающей по фазе с пространственным распределением интенсивности света в интерференционной картине при записи в кристалле голограммы;  $z \in [0, d]$ , где  $d$  – толщина кристаллического образца.

Дифракционная эффективность голограммы рассчитывается с использованием выражения

$$\eta(d) = \frac{S_{\perp}^2(d) + S_{\parallel}^2(d)}{R_{\perp}^2(0) + R_{\parallel}^2(0)} \times 100\%, \quad (2)$$

где  $R_{\perp}(0)$  и  $R_{\parallel}(0)$  – проекции векторной амплитуды восстанавливающей голограмму волны  $R$  на направление, перпендикулярное к плоскости падения и лежащее в плоскости падения на входе в кристалл,  $S_{\perp}(d)$  и  $S_{\parallel}(d)$  – соответствующие проекции векторной амплитуды восстановленной волны  $S$  на выходе из кристалла.

Отметим, что величина дифракционной эффективности голограммы в кристалле ВТО существенно зависит не только от толщины используемого образца, но и от удельного вращение плоскости поляризации световых пучков, определяемого оптической активностью кристалла [4].

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Графики зависимостей дифракционной эффективности  $\eta$  голограмм, записанных в кристаллических пластинках ВТО толщиной  $d = 7.7$  мм срезов  $(\bar{1}\bar{1}0)$ ,  $(\bar{1}\bar{1}2)$  и  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ , от ориентационного угла  $\theta$  представлены на рис. 2. Здесь сплошной, штриховой, штрихпунктирной и пунктирной серыми линиями изображены функции  $\eta(\theta)$  для азимуты линейной поляризации  $\Psi_0$ , равных  $0^\circ$ ,

$45^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $135^\circ$  соответственно. Выбор толщины рассматриваемого кристалла обусловлен тем, что в [5] при экспериментальном и теоретическом обнаружении смешанных голограмм в ВТО использовался образец среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$  именно с таким расстоянием между двумя “рабочими” гранями. Рассматриваемые кристаллические срезы принадлежат семействам  $\{110\}$ ,  $\{111\}$  и  $\{112\}$ , которые наиболее часто встречаются в научной литературе при изучении фазовых голограмм [11–13].

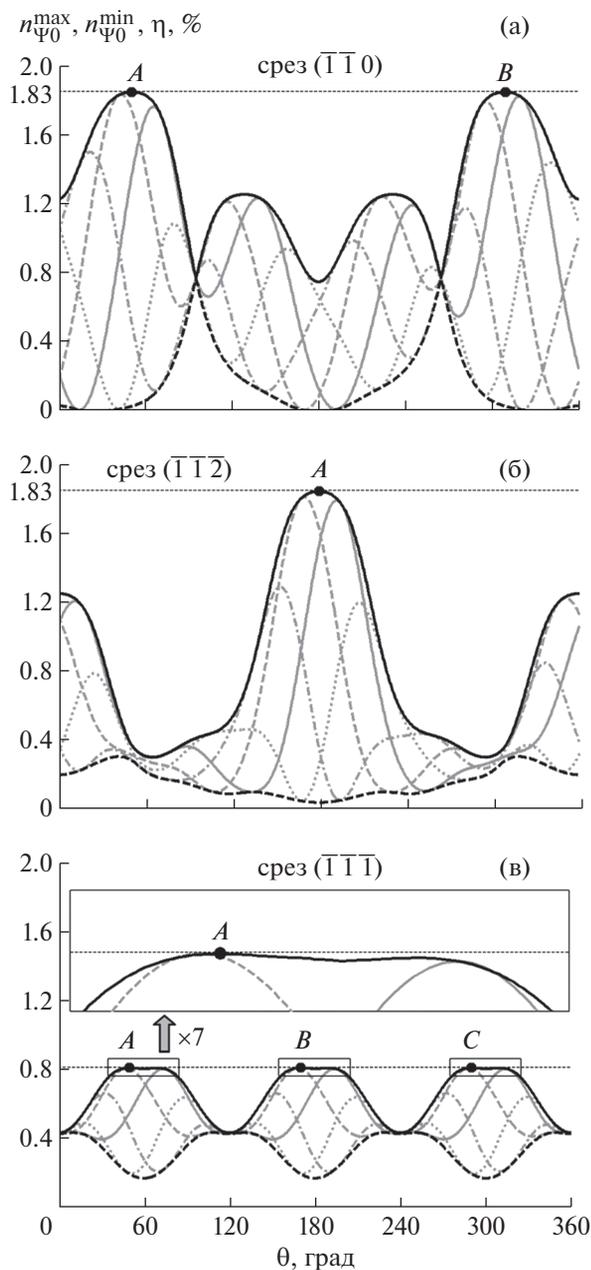
Как видно из рис. 2, величина  $\eta$  для различных значений ориентационного угла  $\theta$  существенно зависит от азимутов линейной поляризации  $\Psi_0$  взаимодействующих в кристалле световых пучков. Следовательно, для фиксированных  $\theta$  существуют такие  $\Psi_0$ , при которых дифракционная эффективность смешанных голограмм в кристалле ВТО достигает экстремумов. Зависимости максимальных  $\eta_{\Psi_0}^{\max}(\theta)$  и минимальных  $\eta_{\Psi_0}^{\min}(\theta)$  значений дифракционной эффективности голографических решеток от угла  $\theta$  представлены на рис. 2 сплошными и штриховыми черными линиями соответственно. При этом зависимости  $\eta_{\Psi_0}^{\max}(\theta)$  и  $\eta_{\Psi_0}^{\min}(\theta)$  являются огибающими для функций  $\eta(\theta)$ , построенных при фиксированных азимутах  $\Psi_0$ .

Большинство параметров кристалла ВТО, использованных в расчетах, взяты из [5, 6]. Амплитуда напряженности электрического поля пространственного заряда  $E_{SC}$  задавалась равной  $9 \times 10^4$  В/м. Угол Брэгга  $\varphi_0$  вне кристалла принимался  $12^\circ$ , как в [5].

Из представленных на рис. 2а и 2б данных можно сделать вывод, что при  $d = 7.7$  мм в кристаллах срезов  $(\bar{1}\bar{1}0)$  и  $(\bar{1}\bar{1}2)$  могут быть достигнуты (с точностью до двух знаков после запятой) одинаковые максимально возможные значения дифракционной эффективности голограмм (далее обозначим их как  $\eta^{\max}$ ), равные 1.83%. При этом в кристалле среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$  они имеют место при двух ориентационных углах  $\theta = 51^\circ$  и  $309^\circ$  (точки  $A$  и  $B$ ), а в кристалле среза  $(\bar{1}\bar{1}2)$  – только при  $\theta = 180^\circ$  (точка  $A$ ).

В случае среза  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$  наибольшая эффективность дифракции  $\eta^{\max}$  составляет лишь 0.82%, но достигается уже при трех углах  $\theta = 50^\circ$ ,  $170^\circ$  и  $290^\circ$  (точки  $A$ ,  $B$  и  $C$ ), что следует из рис. 2в. Для лучшей визуализации представленных результатов фрагмент графика, содержащий точку  $A$ , увеличен на рис. 2в в 7 раз. Аналогичный вид имеют фрагменты графика, включающие в себя точки  $B$  и  $C$ .

Поскольку, как видно из рис. 2, значения  $\eta^{\max}$  могут различаться для разных срезов, представля-



**Рис. 2.** Зависимости дифракционной эффективности голограмм, записанных в кристалле ВТО толщиной 7.7 мм, от ориентационного угла  $\theta$  кристалла для срезов  $(\bar{1}\bar{1}0)$  (а),  $(\bar{1}\bar{1}2)$  (б),  $(\bar{1}\bar{1}1)$  (в). Серые сплошная, штриховая, штрихпунктирная и пунктирная линии – зависимости  $\eta(\theta)$  при  $\Psi_0 = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  и  $135^\circ$  соответственно; черные сплошная и штриховая линии – соответствующие зависимости  $\eta_{\Psi_0}^{\max}(\theta)$  и  $\eta_{\Psi_0}^{\min}(\theta)$ .

ет интерес построение указательной поверхности, характеризующей эту величину в различных кристаллографических направлениях. Полученные поверхности для  $d = 7.7, 16$  и  $20$  мм, а также их сечения плоскостями  $(\bar{1}\bar{1}0)$  и  $(\bar{1}\bar{1}1)$  представлены

на рис. 3. Методика построения указательной поверхности описана, например, в [14]. Отметим, что во избежание дополнительных нагромождений на рис. 3а, 3г, 3ж часть кристаллографических направлений не изображена.

Как видно из рис. 3а–3в, для  $d = 7.7$  мм величина  $\eta^{\max}$  в случае срезов  $\{110\}$  и  $\{112\}$  одинакова и составляет 1.83%. При этом окружности, изображенные штриховыми линиями на рис. 3б и 3в, служат дополнительными ориентирами, относительно которых можно достаточно легко визуально сравнивать значения  $\eta^{\max}$  для различных кристаллических срезов. Анализ рис. 3а–3в показывает, что для кристаллов всех симметрично эквивалентных срезов дифракционная эффективность голограмм оказывается одинаковой. Следовательно, для достижения в кристалле ВТО толщиной 7.7 мм наибольшей дифракционной эффективности смешанных голограмм целесообразно использовать кристаллы семейств срезов  $\{110\}$  и  $\{112\}$ .

В случае толщины кристалла  $d = 16$  мм (рис. 3г–3е) максимум дифракционной эффективности голограмм может быть достигнут только в срезах  $\{110\}$  и составляет 2.52% в отличие от кристаллов срезов  $\{112\}$ , которым соответствует значение  $\eta^{\max}$ , равное 2.47%.

Предпочтительность использования кристаллов срезов  $\{110\}$  в аспекте максимальной дифракционной эффективности голограмм еще больше проявляется при дальнейшем увеличении толщины кристалла ВТО, о чем свидетельствуют рис. 3ж–3и, на которых расчеты выполнены при  $d = 20$  мм. В данном случае для срезов  $\{110\}$  величина  $\eta^{\max} = 2.07\%$ , для срезов  $\{112\}$  –  $\eta^{\max} = 1.96\%$ .

Что касается срезов  $\{111\}$ , то значения  $\eta^{\max}$  в них значительно уступают приведенным выше и составляют 0.82, 0.94 и 0.64% для  $d = 7.7, 16$  и  $20$  мм соответственно.

Отметим, что кристаллы кубической сингонии класса симметрии 23 имеют три биполярные поворотные оси второго порядка и четыре полярные оси третьего порядка. Проведенный анализ указательных поверхностей, представленных на рис. 3, показал, что их симметрия выше, поскольку данные поверхности имеют три биполярные оси четвертого порядка (вместо биполярных осей второго порядка) и четыре биполярные оси третьего порядка (вместо полярных осей третьего порядка). Однако данный факт не нарушает принципа Неймана, из которого следует, что симметрия свойства кристалла (а значит и указательной поверхности) может быть выше, чем симметрия кристалла [14, 15]. Данное обстоятельство может служить подтверждением правильности выполненных теоретических расчетов. Подобная ситуация также имеет место для указа-

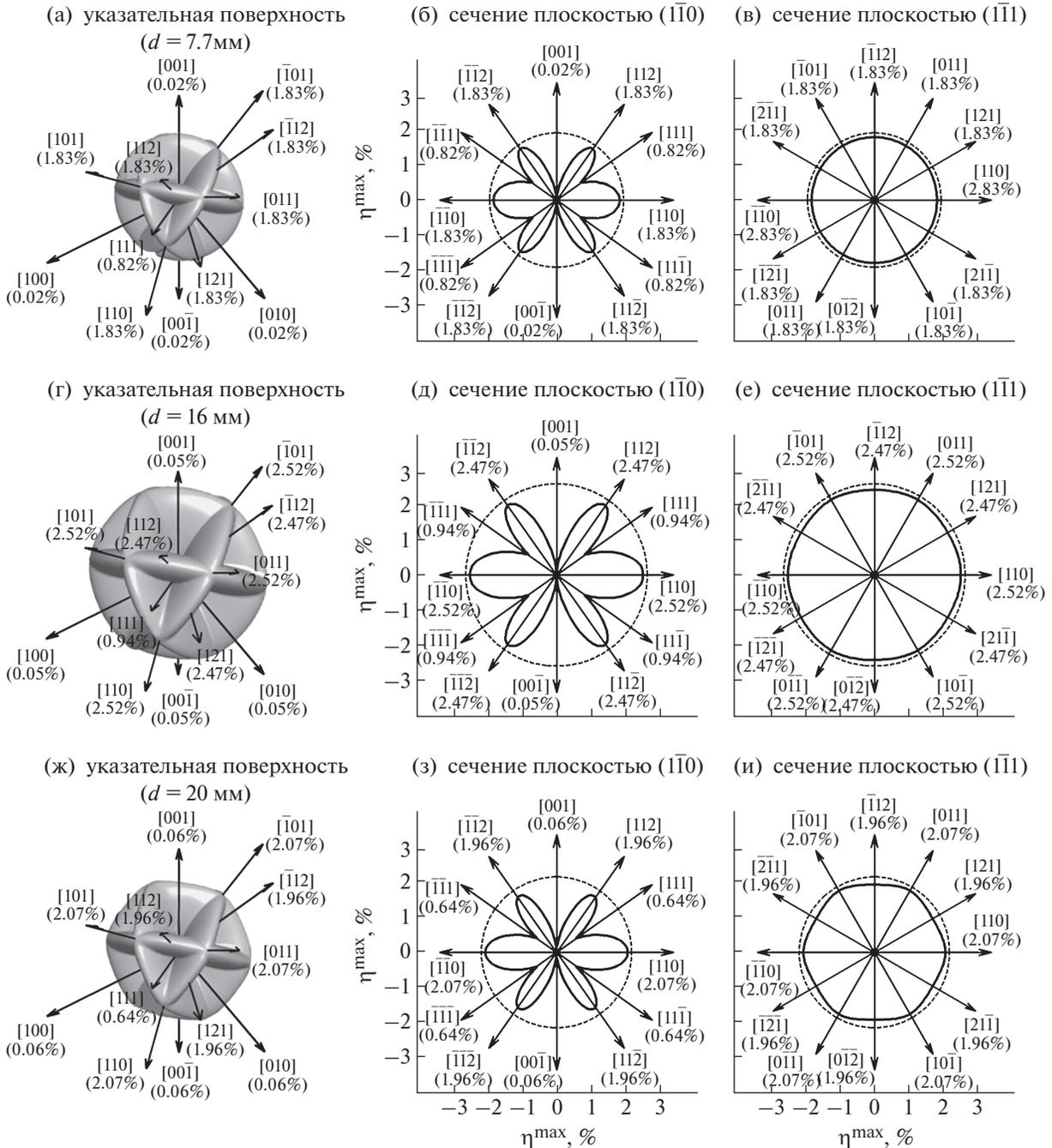


Рис. 3. Указательные поверхности максимальных значений дифракционной эффективности  $\eta^{\max}$  в кристаллах ВТО произвольного среза с толщиной 7.7, 16 и 20 мм и контуры сечений этих поверхностей плоскостями  $(\bar{1}\bar{1}0)$  и  $(\bar{1}\bar{1}1)$ .

тельной поверхности максимальных значений дифракционной эффективности фазовых отражательных голограмм в кристалле BSO [16]. Однако в случае перекачки энергии световых волн в BSO при их встречном взаимодействии соответствующая указательная поверхность строго “копирует” элементы точечной группы симметрии кристалла класса 23 [17].

Из рис. 3 также следует, что изменение толщины кристаллического образца влечет непосредственное изменение значений  $\eta^{\max}$  для фиксированных срезов. На основании этого на рис. 4 представлены зависимости  $\eta^{\max}(d)$  для рассмотренных выше семейств срезов  $\{110\}$ ,  $\{112\}$  и  $\{111\}$ .

Анализ рис. 4 показал, что в кристаллах срезов  $\{110\}$  максимум эффективности дифракции света

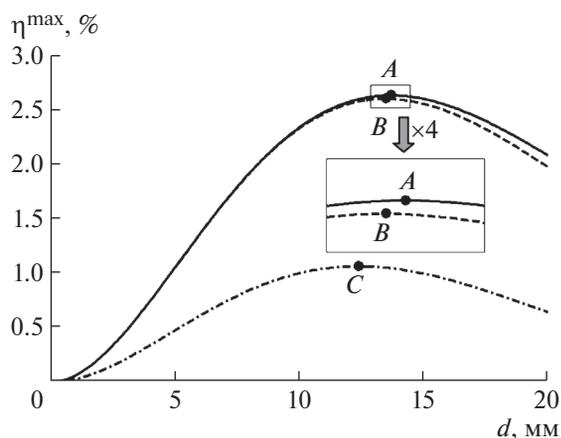


Рис. 4. Зависимости  $\eta^{\max}$  от толщины  $d$  кристалла ВТО: сплошная линия – для семейства срезов  $\{110\}$ , штриховая – для  $\{112\}$ , штрихпунктирная – для  $\{111\}$ .

$\eta^{\max}$  достигается при толщине  $d_m = 13.7$  мм и принимает значение 2.62% (точка A). В кристаллах срезов  $\{112\}$  наибольшее значение величины  $\eta^{\max}$  имеет место при  $d_m = 13.5$  мм и составляет 2.59% (точка B). Аналогично для  $\{111\}$  –  $d_m = 12.4$  мм и  $\eta^{\max} = 1.06\%$  (точка C). В связи с тем, что функции  $\eta^{\max}(d)$  для срезов  $\{110\}$  и  $\{112\}$  в широком диапазоне значений толщины кристалла визуально практически совпадают, участок графика, содержащий максимумы этих функций, увеличен в 4 раза.

Провести более детальный анализ того, насколько значения  $\eta^{\max}$  в кристаллах срезов  $\{110\}$  превышают аналогичные значения  $\eta^{\max}$  в кристаллах срезов  $\{112\}$ , позволяет график зависимости  $\eta_{\{110\}}^{\max}/\eta_{\{112\}}^{\max}(d)$ , приведенный на рис. 5. Точками представлена зависимость  $\eta_{\{110\}}^{\max}/\eta_{\{112\}}^{\max}(d)$ , полученная путем деления значений функции  $\eta^{\max}(d)$  для срезов  $\{110\}$  (сплошная линия на рис. 4), взятых с шагом  $\Delta d = 0.5$  мм, на аналогичные значения функции  $\eta^{\max}(d)$  для срезов  $\{112\}$  (штриховая линия на рис. 4). Однако, поскольку построение зависимости  $\eta_{\{110\}}^{\max}/\eta_{\{112\}}^{\max}(d)$  предполагает проведение громоздких математических вычислений на всех предыдущих этапах ее получения, сплошной черной линией на рис. 5 изображены результаты аппроксимации выполненных численных расчетов полиномом пятой степени, коэффициенты которого определены по методу наименьших квадратов. Данный полином имеет вид

$$\eta_{\{110\}}^{\max}/\eta_{\{112\}}^{\max}(d) = ad^5 + bd^4 + cd^3 + ed^2 + fd + 1, \quad (3)$$

где  $a = 1.4 \times 10^7 \text{ м}^{-5}$ ,  $b = 2.8 \times 10^5 \text{ м}^{-4}$ ,  $c = 0.9 \times 10^4 \text{ м}^{-3}$ ,  $e = 0.5 \times 10^2 \text{ м}^{-2}$ ,  $f = 1.2 \times 10^{-1} \text{ м}^{-1}$ .

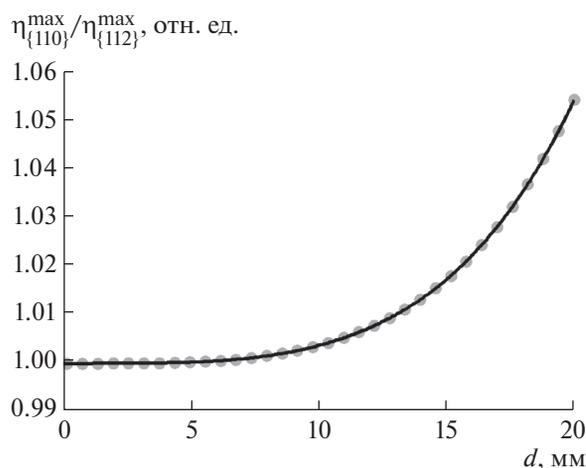


Рис. 5. Зависимость  $\eta_{\{110\}}^{\max}/\eta_{\{112\}}^{\max}$  от толщины  $d$  кристалла ВТО: ● – численные расчеты, сплошная линия – аппроксимация численных расчетов полиномом пятой степени.

Использование полученного многочлена (3) позволяет не только относительно быстро построить указанную зависимость на промежутке  $0 < d \leq 20$  мм, но и выполнить ее экстраполяцию с высокой степенью точности, например, в диапазоне  $20 \text{ мм} < d \leq 30$  мм. Однако, как показывают проведенные эксперименты, рассмотрение толщины фоторефрактивного кристалла более 20 мм не имеет особого практического смысла. Это связано с тем, что при относительно большом расстоянии между двумя рабочими гранями кристаллической пластинки становится затруднительным обеспечить должное пересечение в ней световых пучков; в некоторых образцах кристаллов могут наблюдаться значительное рассеяние пучков на пространственных неоднородностях и осязательное дополнительное уменьшение интенсивности света вследствие оптического поглощения.

Анализ рис. 5 показывает, что в диапазоне толщин кристалла  $0 < d \leq 10$  мм значения  $\eta^{\max}$  для срезов  $\{110\}$  и  $\{112\}$  оказываются приблизительно одинаковыми. Однако по мере последующего увеличения  $d$  кристаллы срезов  $\{110\}$  по дифракционной эффективности голограмм начинают значительно преобладать над кристаллами срезов  $\{112\}$ , что необходимо учитывать при практической реализации устройств с использованием кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены зависимости дифракционной эффективности  $\eta$  смешанных голограмм от ориентационного угла  $\theta$  кристаллов ВТО толщиной  $d = 7.7$  мм срезов  $(\bar{1}\bar{1}0)$ ,  $(\bar{1}\bar{1}2)$  и  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$  при азимутах линейной поляризации  $\Psi_0$  взаимодействующих

световых пучков, равных  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $135^\circ$ . Установлены зависимости максимальных  $\eta_{\Psi_0}^{\max}$  и минимальных  $\eta_{\Psi_0}^{\min}$  значений дифракционной эффективности голограмм от угла  $\theta$ , которые являются огибающими для функций  $\eta(\theta)$ , полученных при фиксированных  $\Psi_0$ . Выявлено, что наиболее высокие значения дифракционной эффективности  $\eta^{\max}$  голограмм достигаются в кристаллах срезов  $(\bar{1}\bar{1}0)$  и  $(\bar{1}\bar{1}2)$ .

Для кристаллических пластинок толщиной  $d = 7.7$ , 16 и 20 мм получены указательные поверхности величины  $\eta^{\max}$ , содержащие элементы внутренней симметрии кристалла ВТО. На основании анализа этих поверхностей выявлено, что при фиксированных  $d$  значения  $\eta^{\max}$  во всех симметрично эквивалентных кристаллических срезах одинаковы и максимальны в кристаллах срезов  $\{110\}$ .

На основании анализа полученных зависимостей  $\eta^{\max}(d)$  выявлено, что в случае толщины кристаллического образца от 0 до 10 мм значения  $\eta^{\max}$  в кристаллах срезов  $\{110\}$  и  $\{112\}$  приблизительно равны, однако при большей толщине образца максимум эффективности дифракции света достигается в кристаллах срезов  $\{110\}$ .

С использованием метода наименьших квадратов определены коэффициенты полинома пятой степени, позволяющего в диапазоне  $0 < d \leq 30$  мм относительно легко рассчитать, во сколько раз величина  $\eta^{\max}$  в кристаллах срезов  $\{110\}$  превышает эту величину в кристаллах срезов  $\{112\}$ .

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (задание 1.2.01 Государственной программы научных исследований “Фотоника, опто- и микроэлектроника”), Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Государствен-

ного задания на 2017–2019 гг. (проект № 3.1110.2017/4.6) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-29-14046-офи\_м).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Yang X., Wang M., Lou C., Zhang P.* // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 7281.
2. *Vieira T.A., Yepes I.S.V., Suarez R.A.B. et al.* // Appl. Phys. B. 2017. V. 123. P. 134.
3. *de Oliveira M.E., de Oliveira G.N., de Souza J.C. et al.* // Appl. Opt. 2016. V. 55. P. 1048.
4. *Шепелевич В.В.* // Журн. прикл. спектроскопии. 2011. Т. 78. № 4. С. 493.
5. *Шепелевич В.В., Макаревич А.В., Шандаров С.М.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 22. С. 83.
6. *Макаревич А.В., Шепелевич В.В., Шандаров С.М.* // Журн. техн. физики. 2017. Т. 87. № 5. С. 766.
7. *Montemezzani G., Zgonik M.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 1035.
8. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1974. 832 с.
9. *Shepelevich V.V., Shandarov S.M., Mandel A.E.* // Ferroelectrics. 1990. V. 110. P. 235.
10. *Shepelevich V.V., Egorov N.N., Khomutovskiy P.P. et al.* // Ferroelectrics. 1999. V. 234. P. 289.
11. *Deliolanis N.C., Apostolidis A.G., Vanidhis E.D. et al.* // Appl. Phys. B. 2002. V. 75. P. 67.
12. *Hu Y.* // Acta Phys. Sin. 2005. V. 54. P. 5428.
13. *Shandarov S.M., Burimov N.I., Dubtsov M.A. et al.* // Laser. Phys. 2007. V. 17. P. 482.
14. *Шаскольская М.П.* Кристаллография. М.: Высшая школа, 1984. 376 с.
15. *Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.
16. *Shepelevich V.V., Naunya V.N.* // Appl. Phys. B. 2009. V. 95. P. 459.
17. *Навныко В.Н., Шепелевич В.В.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. № 17. С. 16.