

09

Экспериментальное исследование ориентационной зависимости дифракционной эффективности пропускающих голограмм от толщины кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

© А.В. Макаревич¹, В.В. Шепелевич¹, П.И. Ропот²,
В.Н. Навыко¹, С.М. Шандаров³

¹ Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь

² Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

³ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия
E-mail: vasshep@inbox.ru

Поступило в Редакцию 28 апреля 2015 г.

Выполнено экспериментальное исследование зависимости дифракционной эффективности пропускающих голограмм, сформированных в образце фоторефрактивного пьезокристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ фиксированной толщины, от ориентационного угла и толщины образца. Дана теоретическая интерпретация полученных экспериментальных данных.

Теоретическому и экспериментальному исследованию выходных характеристик голографических решеток, сформированных в фоторефрактивных пьезокристаллах семейства силленита $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), посвящены работы различных авторов (см., например, [1–4]), что обусловлено возможностью применения кристаллов данного типа в различных областях оптики, фотоники и квантовой электроники. Тем не менее актуальным и недостаточно изученным остается вопрос об экспериментальном исследовании зависимости дифракционной эффективности голограмм от толщины этих кристаллов, поскольку для проведения такого рода экспериментов необходимо иметь набор образцов различной толщины, вырезанных из одного монокристалла.

В данной работе сделана попытка экспериментально изучить зависимость дифракционной эффективности пропускающих голограмм, записанных в пьезокристалле BSO, от его толщины с использованием только одного образца кристалла среза $(\bar{1}\bar{1}0)$. Для проведения этого исследования использовалась трапециевидная геометрия перекрытия в кристалле световых пучков с плоским волновым фронтом, предложенная в работе [5], где была показана возможность теоретического и экспериментального изучения зависимости двухволнового взаимодействия от толщины (т.е. от длины взаимодействия) кристалла BSO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ при использовании образца кристалла с фиксированной толщиной 2 mm. В статье [6] такая геометрия была применена для аналогичного исследования взаимодействия в кристалле BGO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ с толщиной $d_0 = 8$ mm, а в [7] — для изучения влияния оптической активности на процесс энергообмена в кристалле BTO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ ($d_0 = 10$ mm) с последующим сопоставлением полученных зависимостей с результатами для кристалла BSO из [5]. Однако измерения перекачки энергии при двухволновом взаимодействии в этих работах проводились только при двух пространственных ориентациях вектора голографической решетки \mathbf{K} , для которых влияние обратного пьезоэлектрического эффекта и возникающего на его основе фотоупругого эффекта (далее сокращенно „пьезоэффект“) либо отсутствует ($\mathbf{K} \parallel [001]$, ориентационный угол $\theta = 0$), либо им можно пренебречь ($\mathbf{K} \perp [001]$, $\theta = 90^\circ$).

Поэтому в данной работе мы рассматриваем и другие ориентационные углы θ для вектора \mathbf{K} относительно кристаллографического направления $[001]$, при которых пьезоэффект оказывает существенное влияние на величину дифракционной эффективности голограмм.

Оптическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, а. В качестве источника когерентного монохроматического поляризованного излучения применялся гелий-неоновый лазер 1, световой пучок которого, отражаясь от зеркал 2 и 3, проходил через четвертьволновую фазовую пластинку 6 и коллимировался плоско-выпуклыми цилиндрическими линзами 7 и 8 с фокусными расстояниями 20 и 170 mm соответственно. Затем пучок проходил через круглую диафрагму 9 диаметром 12 mm, принимая форму скругленного прямоугольника, и разделялся светоделительным кубиком 10 с длиной ребра 25 mm на опорный R и предметный S световые пучки, которые, отражаясь от зеркал 4 и 5 соответственно, проходили через поляризаторы 11 и 12,

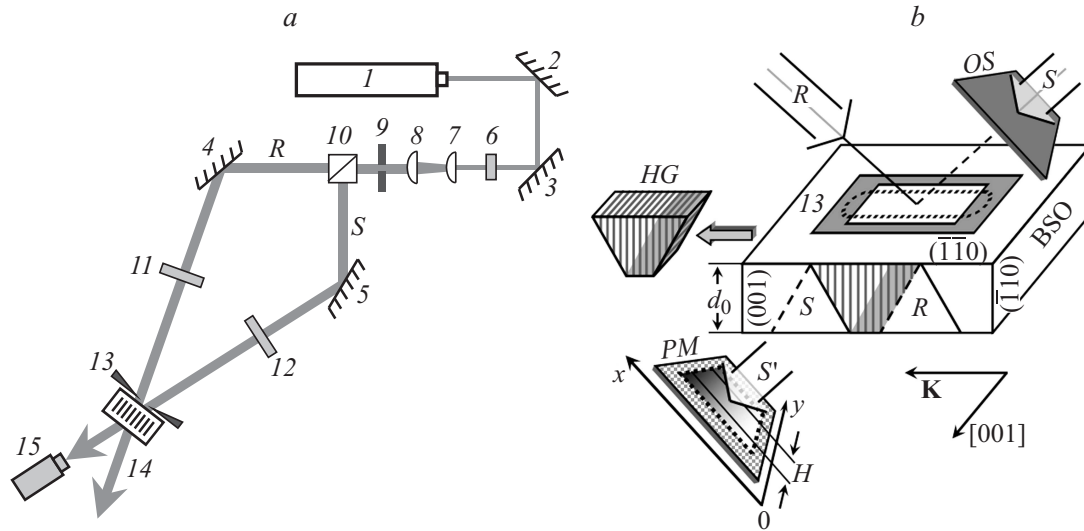


Рис. 1. *a* — оптическая схема экспериментальной установки; *b* — геометрия записи-считывания голографической решетки в кристалле BSO: *HG* — голографическая решетка; *OS* — непрозрачный экран; *PM* — светочувствительная матрица CCD-камеры.

прямоугольную диафрагму $I3$ с шириной 6 mm и формировали в кристалле BSO $I4$ среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ с толщиной $d_0 = 8$ mm ненаклонную пропускающую голограмму. За кристаллом на пути распространения предметного пучка располагалась светочувствительная матрица CCD-камеры $I5$, соединенной с персональным компьютером, которая во время записи в кристалле голограммы перекрывалась непрозрачным экраном.

Геометрия записи-считывания в кристалле голографической решетки в частном случае $\mathbf{K} \perp [001]$ и методика проведения эксперимента поясняются рис. 1, b , где световые пучки показаны фигурными стрелками. При одновременном падении пучков R и S на прямоугольную диафрагму $I3$ (форма перекрытия обоих пучков на ней показана пунктирной линией) в кристалле в течение промежутка времени $\tau \approx 30$ s происходило формирование голографической решетки HG (holographic grating) в объеме, имеющем вид прямой призмы, основанием которой является равнобокая трапеция. Эта голографическая решетка „вынесена“ из кристалла и показана на рассматриваемом рисунке слева с помощью стрелки. Следы плоскостей максимальных значений показателя преломления в голограмме обозначены прямыми линиями в измененном масштабе. В светлой области объема голограммы пересечение пучков осуществлялось при различных значениях эффективной толщины кристалла (длины взаимодействия) d ($0 \leq d \leq 8$ mm), а в затемненной — при одной фиксированной толщине $d_0 = 8$ mm. Для упрощения понимания этого механизма на грани (001) изображена ортогональная проекция призмы HG , которая образуется при пересечении пучков R и S в кристалле. По истечении промежутка времени τ проводилось считывание голографической решетки путем перекрытия пучка S непрозрачным экраном OS (opaque screen) и с небольшой задержкой по времени открывалась светочувствительная матрица PM (photosensitivity matrix) CCD-камеры. В результате дифракции опорного светового пучка R на записанной в кристалле голограмме происходило восстановление пучка S' , являющегося копией участвующего в записи голограммы пучка S , который, попадая на светочувствительную матрицу PM , приводил к засветке ее пикселей на прямоугольном участке. Путем усреднения значений засветки на участке шириной H по оси Oy формировалось усредненное распределение интенсивности $I_{S'}(d)$ восстановленного пучка S' .

Эксперименты проводились при одинаковых входных азимутах линейной поляризации опорной и предметной световых волн $\Psi_0 = 0$ и $\Psi_0 = 90^\circ$ для соответствующих отношений интенсивностей пучков I_{S0}/I_{R0} , равных 0.047 и 0.058. Экспериментальные измерения распределения интенсивности $I_{S'}(d)$ проводились для пяти оборотов кристалла при изменении его ориентационного угла θ с шагом 10° . Угол Брэгга φ_0 вне кристалла составлял 28° . Зависимость дифракционной эффективности голограмм от толщины кристалла определялась как $\eta(d) = (I_{S'}(d)/I_{R0}) \cdot 100\%$.

Теоретическая интерпретация экспериментальных данных проводилась на основании системы линейных дифференциальных уравнений связанных волн из [4] с учетом коэффициента поглощения кристалла α , равного 25 m^{-1} [8], и френелевских коэффициентов отражения пучков на лицевой и тыльной гранях кристалла. Остальные параметры кристалла, его пространственная ориентация относительно рабочей системы координат, связанной с плоскостью распространения световых пучков, и направление отсчета ориентационного угла кристалла θ от кристаллографического направления $[001]$ к вектору голографической решетки \mathbf{K} также были взяты из [4]. Амплитуда напряженности электрического поля пространственного заряда E_{sc} выбиралась равной $37.9 \cdot 10^3 \text{ V/m}$.

На рис. 2 представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований зависимости $\eta(d)$ при $\theta = 0$ и 50° для двух значений азимутов линейной поляризации считывающего пучка $\Psi_0 = 0$ и $\Psi_0 = 90^\circ$ с выполнением дополнительного теоретического анализа влияния на эту зависимость пьезоэффекта и естественной оптической активности кристалла. Здесь вертикальной штриховой линией отмечена „граница“ между областью, в которой дифракция пучка S' происходила при различных эффективных толщинах кристалла d , принадлежащих интервалу от 0 до 8 мм, и областью, в которой дифракция этого пучка осуществлялась при постоянной толщине кристалла d_0 , равной 8 мм.

Из рис. 2, *a* и *b* видно, что при $\theta = 0$ ($\mathbf{K} \parallel [001]$) теоретические зависимости $\eta(d)$ с учетом и без учета пьезоэффекта в обоих случаях совпадают, так как при заданных условиях вклад пьезоэффекта в дифракцию не проявляется. Иная ситуация, иллюстрируемая рис. 2, *c* и *d*, наблюдается для $\theta = 50^\circ$. Здесь „выключение“ пьезоэффекта ведет к существенному несоответствию результатов теории с экспериментальными данными, что определяет необходимость его обязательного учета при данном ориентационном угле.

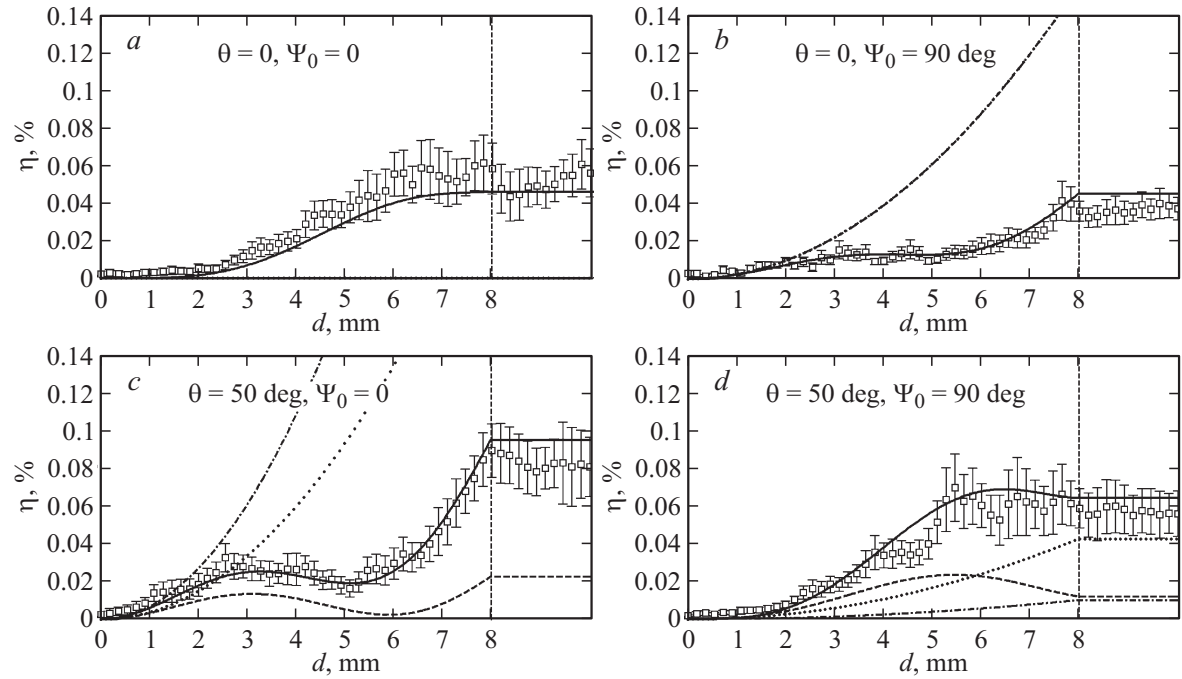


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности η голограмм, записанных в кристалле BSO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ с фиксированной толщиной $d_0 = 8$ mm, от толщины кристалла d : пунктирная линия — без учета оптической активности и пьезоэлектрического эффекта, штрихпунктирная линия — без учета оптической активности, штриховая линия — без учета пьезоэлектрического эффекта, сплошная линия — с учетом пьезоэлектрического эффекта и оптической активности, \square — экспериментальные данные.

Интересно отметить, что на рис. 2, *a* учет оптической активности, которая в большинстве случаев оказывает негативное влияние на процесс записи-считывания голограмм в фоторефрактивных кристаллах (см., например, [3,4]), приводит к увеличению значений дифракционной эффективности, которая в ее отсутствие в исследованном интервале толщины кристалла принимает практически нулевые значения. Несколько похожая ситуация иллюстрируется также и рис. 2, *d*.

Наблюдаемый разброс экспериментальных данных относительно теоретических зависимостей объясняется некоторыми оптическими неоднородностями использованного образца кристалла, а также возможными дефектами взаимодействующих в нем световых пучков *R* и *S*, что также было отмечено в [5–7] при исследовании двухволнового взаимодействия световых волн.

Путем комбинирования зависимостей $\eta(d)$ для различных ориентационных углов θ нами также была получена зависимость $\eta(\theta, d)$. Результаты теоретического анализа с учетом пьезоэффекта, а также полученные экспериментальные данные изображены на рис. 3. В этом случае „граница“ между областью с зависимостью дифракционной эффективности от толщины кристалла *d* и вспомогательной областью, где дифракционная эффективность должна оставаться постоянной, отмечена плоскостью $d = 8 \text{ mm}$.

Из рис. 3, *a* и *b* видно, что теоретические зависимости $\eta(\theta, d)$, построенные с учетом пьезоэффекта, удовлетворительно согласуются с экспериментально полученными зависимостями *c* и *d* соответственно. Аналогичные зависимости $\eta(\theta, d)$, не учитывающие влияние пьезоэффекта, имеют существенные качественные и количественные различия с полученными экспериментальными зависимостями *c* и *d*. Этот экспериментальный результат еще раз подтверждает необходимость учета пьезоэффекта в кристаллах силленитов наряду с электрооптическим эффектом при исследовании этих кристаллов и их практическом применении.

Таким образом, впервые экспериментально установлена зависимость дифракционной эффективности голограмм, записанных в пьезокристалле BSO, от толщины и ориентационного угла кристалла с использованием кристаллического образца среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ с фиксированной толщиной. Дана теоретическая интерпретация полученных экспериментальных данных. Показано, что только учет вклада обратного пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов в теоретических расчетах приводит к удовлетворительному согласованию теории и эксперимента.

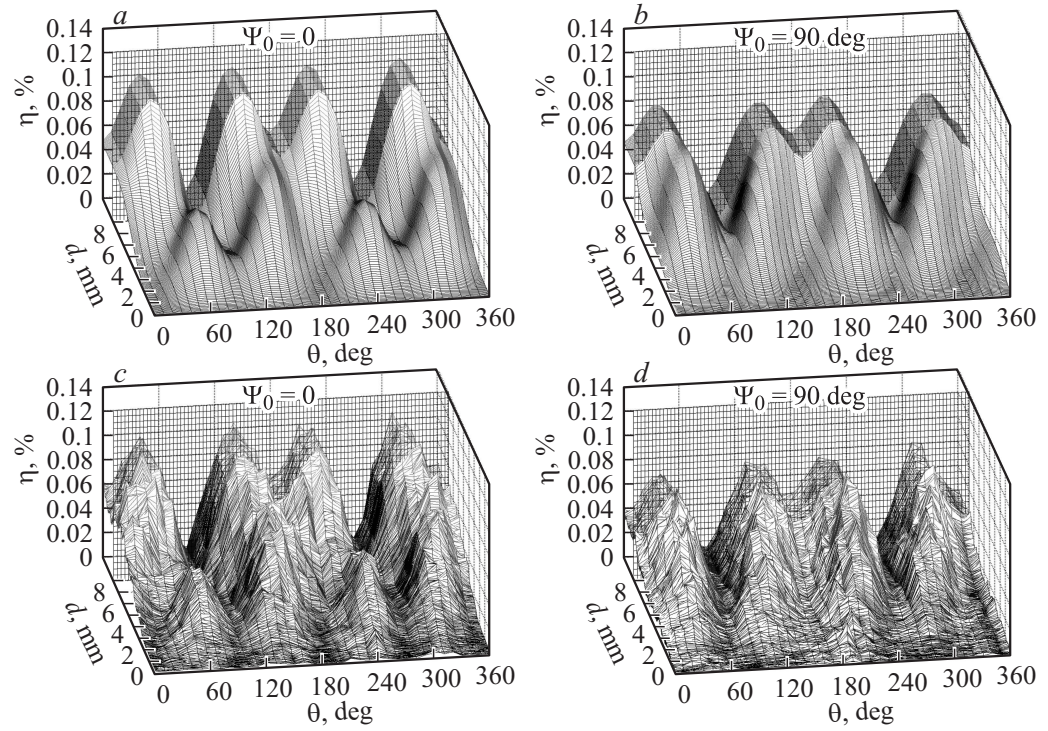


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности голограмм $\eta(\theta, d)$, записанных в кристалле BSO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ с фиксированной толщиной $d_0 = 8$ mm, от ориентационного угла θ и толщины кристалла d : *a* и *b* — теоретические зависимости $\eta(\theta, d)$ с учетом пьезоэффекта при $\Psi_0 = 0$ и $\Psi_0 = 90^\circ$ соответственно; *c* и *d* — экспериментально полученные зависимости $\eta(\theta, d)$ при $\Psi_0 = 0$ и $\Psi_0 = 90^\circ$ соответственно.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (задание 2.2.18 Государственной программы научных исследований „Электроника и фотоника“) и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф15-154), а также Министерства образования и науки РФ в рамках госзадания на 2015 год.

Список литературы

- [1] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
- [2] *Solytar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A.* The physics and applications of photorefractive materials. Oxford: Clarendon Press, 1996. 493 p.
- [3] *Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И.* Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. Томск: ТУСУР, 2007. 242 с.
- [4] *Шепелевич В.В.* Голография в фоторефрактивных оптически активных кристаллах. Минск: Изд. центр БГУ, 2012. 254 с.
- [5] *Shamonina E., Mann M., Ringhofer K.H., Kiessling A., Kowarschik R.* // Opt. Quant. Electron. 1996. V. 28. P. 25–42.
- [6] *Shamonina E., Cedilnik G., Mann M., Kiessling A., Webb D.J., Kowarschik R., Ringhofer K.H.* // Appl. Phys. B. 1997. V. 64. P. 49–56.
- [7] *Shamonina E., Kamenov V.P., Ringhofer K.H., Cedilnik G., Kieβling A., Kowarschik R., Webb D.J.* // Opt. Comm. 1988. V. 146. P. 62–68.
- [8] *Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Переломова Н.В., Стрижевская Ф.Н., Чкалова В.В., Шаскольская М.П.* Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982. 632 с.