

09

## Обращение волнового фронта на смешанных голографических решетках в оптически активном фоторефрактивном пьезокристалле

© В.Н. Навныко

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь  
E-mail: valnav@inbox.ru

Поступило в Редакцию 31 июля 2024 г.

В окончательной редакции 23 августа 2024 г.

Принято к публикации 8 сентября 2024 г.

Рассмотрены закономерности обращения волнового фронта при встречном четырехволновом взаимодействии на смешанных голографических решетках в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  срезов (001), (110) и (111). Исследованы зависимости коэффициента отражения, оптимизированного по ориентационному углу кристалла и азимуту линейной поляризации световых пучков, от толщины регистрирующей среды. Показано, что максимальная интенсивность обращенного светового пучка достигается для кристаллического образца среза (110). Определены сочетания значений толщины и ориентационного угла кристалла, а также азимута поляризации световых пучков, при которых достигается наибольшая эффективность дифракции.

**Ключевые слова:** обращение волнового фронта, коэффициент отражения, фоторефрактивный кристалл, световой пучок.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.02.59553.20078

При встречном вырожденном четырехволновом взаимодействии (ЧВВ) в кубическом фоторефрактивном кристалле (ФРК) могут одновременно записываться две пропускающие и четыре отражательные объемные голографические решетки (далее решетки) [1]. Помимо традиционных фазовых решеток, образованных посредством модуляции показателя преломления кристалла, в кристалле также могут записываться амплитудные решетки, которые формируются за счет модуляции коэффициента поглощения регистрирующей среды под действием электрического поля пространственно разделенных зарядов [2]. Дополнительный дифракционный вклад амплитудных решеток существенно влияет на эффективность дифракции световых пучков на решетках, что приводит к изменению ориентационных зависимостей дифракционной эффективности и коэффициента усиления сигнального пучка при стандартном двухволновом взаимодействии. Решетку, образованную в ФРК посредством модуляции его диэлектрической проницаемости и нелинейного поглощения, в научной литературе принято называть смешанной [3].

Интенсивность обращенной волны при ЧВВ на динамических фазовых решетках в ФРК может быть существенно повышена за счет выбора оптимальных условий голографического эксперимента [4–6]. Как показано в [4], в ФРК класса симметрии  $43m$  при фиксированных значениях азимута поляризации световых пучков коэффициент отражения может быть существенно повышен за счет выбора оптимальных значений ориентационного угла. В ФРК класса симметрии  $23$  условия самовозбуждения взаимно обращенных световых волн на динамических пропускающих решетках зависят от толщины регистрирующей среды  $d$  и величины удельного вращения  $\rho$  кристалла [5]. При малом удельном вращении

(например, в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ,  $\rho \approx 6.3^\circ/\text{mm}$ ) пороговые условия генерации незначительно изменяются с увеличением толщины  $d$ . В оптически активных фоторефрактивных средах с большим значением удельного вращения  $\rho$  (например, в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO),  $\rho \approx 22^\circ/\text{mm}$ ) условия самовозбуждения взаимно обращенных световых волн во многом зависят от толщины  $d$ . Коэффициент отражения при ЧВВ на динамических отражательных решетках в кристалле BSO среза (001) изменяется с увеличением толщины кристалла, и при выборе оптимальных значений азимута поляризации световых пучков для кристалла толщиной более 3 мм коэффициент отражения может превышать 100% [6].

Условия ЧВВ, для которых достигается наибольший коэффициент отражения при условии формирования в ФРК класса симметрии  $23$  смешанных решеток, изучены в [7]. Установлены значения толщины  $d$ , при которых коэффициент отражения, оптимизированный по азимуту поляризации  $\psi$  световых пучков, достигает наибольших значений при обращении волнового фронта в кристалле BSO среза (001). В настоящей работе исследование [7] получило свое развитие: найдены оптимизированные по трем параметрам (азимут поляризации  $\psi$  световых пучков, ориентационный угол  $\theta$  и толщина  $d$  кристалла) значения коэффициента отражения  $R^{opt}$  обращенного светового пучка и в результате сравнительного анализа зависимостей  $R^{opt}(d)$ , полученных для наиболее часто используемых в голографических экспериментах кристаллических образцов срезов (001), (110) и (111), определены условия, при которых достигается наибольшая эффективность дифракции.

Описание схемы встречного ЧВВ, материальных параметров кристалла BSO, а также характеристик световых пучков с длиной волны  $\lambda = 632 \text{ nm}$ , которые исполь-

зовались при проведении расчетов, представлено в [7]. Зависимости  $R^{opt}(d)$  и  $R(\theta, \psi)$  получены на основании численного интегрирования уравнений связанных волн, представленных в [8]. В расчетах азимуты линейной поляризации попутно распространяющихся накачивающего и сигнального пучков принимались равными  $\psi$ , а азимут поляризации накачивающего пучка, подающегося с противоположной стороны кристалла, находился из условия  $\psi_2 = -\psi + \rho d$ . В этом случае пучки при распространении остаются поляризованными параллельно друг другу, и видность наведенных интерференционных картин будет оптимальной. Параметр  $R^{opt}$  для фиксированной толщины  $d$  выбирался как наибольшее значение коэффициента отражения  $R$ , найденного при переборе параметров  $\psi$  и  $\theta$ . В расчетах учитывались дифракционные вклады вторичных решеток, которые образуются в результате взаимодействия обращенного пучка с накачивающими и сигнальным пучками. Пространственные сдвиги интерференционных картин относительно соответствующих амплитудных решеток принимались равными нулю, а относительно фазовых решеток —  $\pi/2$ .

Как видно из рис. 1, для рассмотренных кристаллических срезов оптимизированные значения коэффициента отражения  $R^{opt}$  увеличиваются с возрастанием толщины  $d$ . Зависимости  $R^{opt}(d)$  имеют волнообразный вид, что обусловлено влиянием оптической активности кристалла BSO. Наибольшие значения  $R^{opt}$  при любом значении толщины в интервале  $0 < d \leq 20$  mm достигаются для среза (110). Значения  $R^{opt}$ , близкие по величине к наибольшим, могут быть получены при использовании кристалла среза (111). Если толщина кристалла менее 2 mm, то разница между значениями  $R^{opt}$  для срезов (110) и (111) не превышает 13%. Наибольшее различие в значениях  $R^{opt}$  достигает 24% и соответствует таким  $d$ , при которых углы поворота плоскостей поляризации световых пучков под действием оптической активности при их распространении в кристалле составляют  $\rho d = 180^\circ$  ( $d = 8.1$  mm) и  $360^\circ$  ( $d = 16.2$  mm). Оптимизированный коэффициент отражения, который можно достичь в кристалле среза (001), существенно меньше, чем для среза (110). Даже в относительно тонких кристаллах ( $d \leq 2$  mm) достигаемые для среза (110) значения  $R^{opt}$  могут быть до 37% больше, чем для среза (001). В экстремальных случаях, когда толщина  $d$  равняется 8.1 и 16.2 mm, разность между значениями  $R^{opt}$ , полученными для срезов (110) и (001), составляет 95%.

В интервале  $0 < d \leq 8.1$  mm зависимости  $R^{opt}(d)$  на рис. 1 содержат по одному локальному максимуму. Для среза (110) наибольшее значение оптимизированного коэффициента отражения ( $R^{opt} = 0.05$ ) достигается при толщине  $d = 6.6$  mm. Для среза (111) в локальном максимуме, расположенном при  $d = 6$  mm, значение  $R^{opt}$  меньше на 20% и составляет  $R^{opt} = 0.04$ . Для среза (001) локальный максимум зависимости  $R^{opt}(d)$  соответствует толщине  $d = 4.1$  mm, для которой  $R^{opt} = 0.018$ . Различия в значениях  $d$ , при которых достигается наибольшая величина  $R^{opt}$  для рассмотренных срезов,

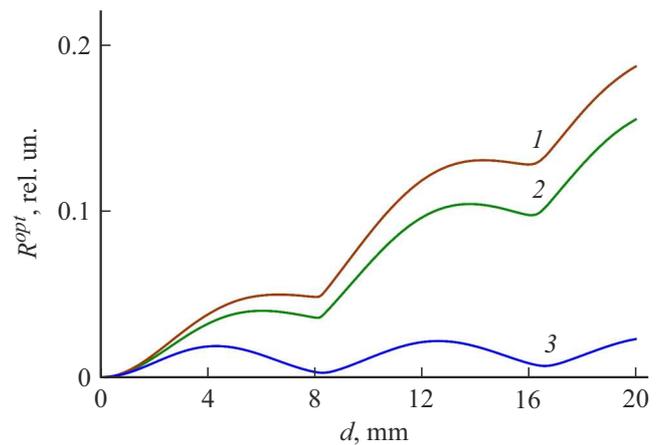


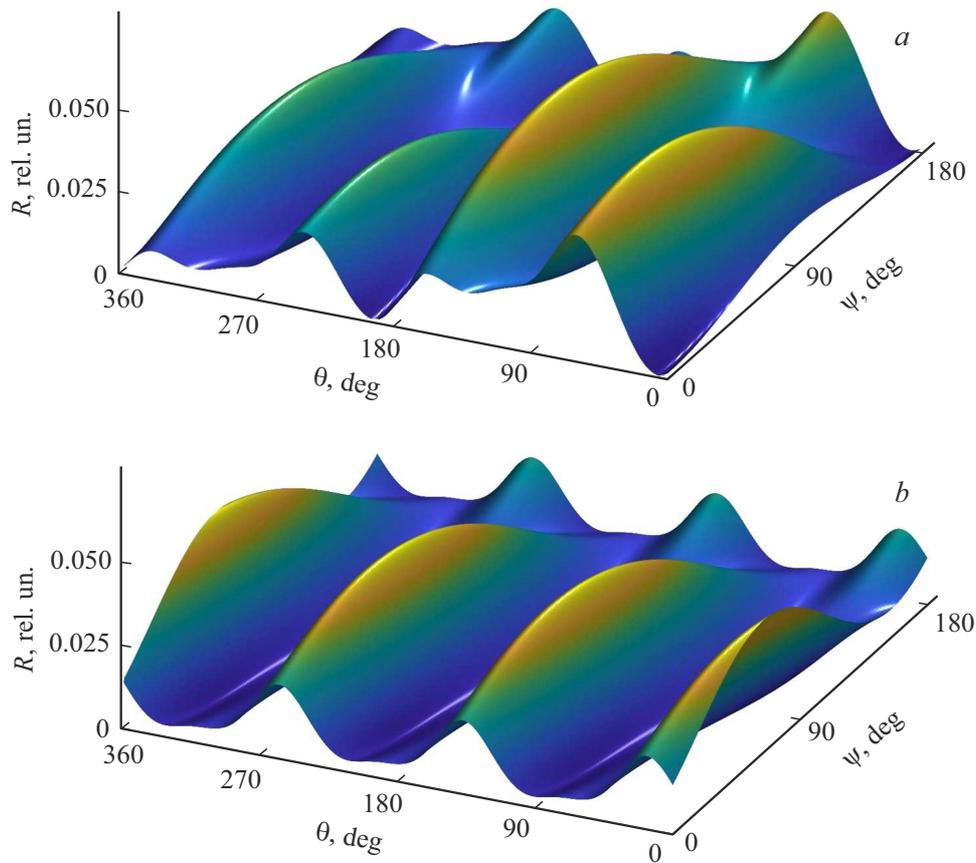
Рис. 1. Зависимости максимальных значений коэффициента отражения  $R^{opt}$  от толщины  $d$ , рассчитанные для кристалла BSO различных срезов. Кривая 1 — (110), 2 — (111), 3 — (001).

обусловлено дополнительным дифракционным вкладом, возникающим при взаимодействии накачивающих и сигнального пучков с амплитудными составляющими смешанных решеток.

В интервале  $8.1 < d \leq 16.2$  mm наибольшие значения  $R^{opt}$  достигаются для среза (110) при  $d = 14.2$  mm ( $R^{opt} = 0.13$ ), а для среза (111) — при  $d = 13.8$  mm ( $R^{opt} = 0.1$ ). Из сравнения значений  $R^{opt}$  в первом и втором локальных максимумах зависимостей  $R^{opt}(d)$ , рассчитанных для срезов (110) и (111), видно, что происходит увеличение наибольшего коэффициента отражения приблизительно в 2.5 раза. Для среза (001) наибольшее значение  $R^{opt} = 0.021$  достигается при  $d = 12.5$  mm, оно приблизительно равно значению  $R^{opt}$  в первом локальном максимуме зависимости  $R^{opt}(d)$ . Это объясняется тем, что при формировании обращенного волнового фронта в образце среза (001) наибольший вклад вносят отражательные решетки, эффективность дифракции на которых существенно уменьшается с увеличением  $d$  под влиянием сильной оптической активности, присущей кристаллу BSO (см., например, [8]).

На рис. 2 и 3 представлены поверхности, иллюстрирующие зависимости коэффициента отражения  $R$  от азимута поляризации  $\psi$  и ориентационного угла  $\theta$ , полученные для кристаллов толщиной 6.6 и 8.1 mm соответственно. Наибольшее значение  $R$  на зависимости  $R(\psi, \theta)$  является оптимизированным коэффициентом отражения  $R^{opt}$  для кристалла соответствующей толщины  $d$ . Как видно из рис. 2 и 3, комбинации значений азимута поляризации  $\psi$  и ориентационного угла  $\theta$ , при которых достигается  $R^{opt}$ , могут существенно изменяться в зависимости от среза и толщины кристалла.

Для кристалла толщиной 6.6 mm зависимости  $R(\psi, \theta)$  принимают вид горбообразных поверхностей с четко видимыми локальными максимумами. Для среза (110) значение  $R^{opt}$  достигается при  $\psi \approx 90^\circ$  и  $\theta \approx 135^\circ$



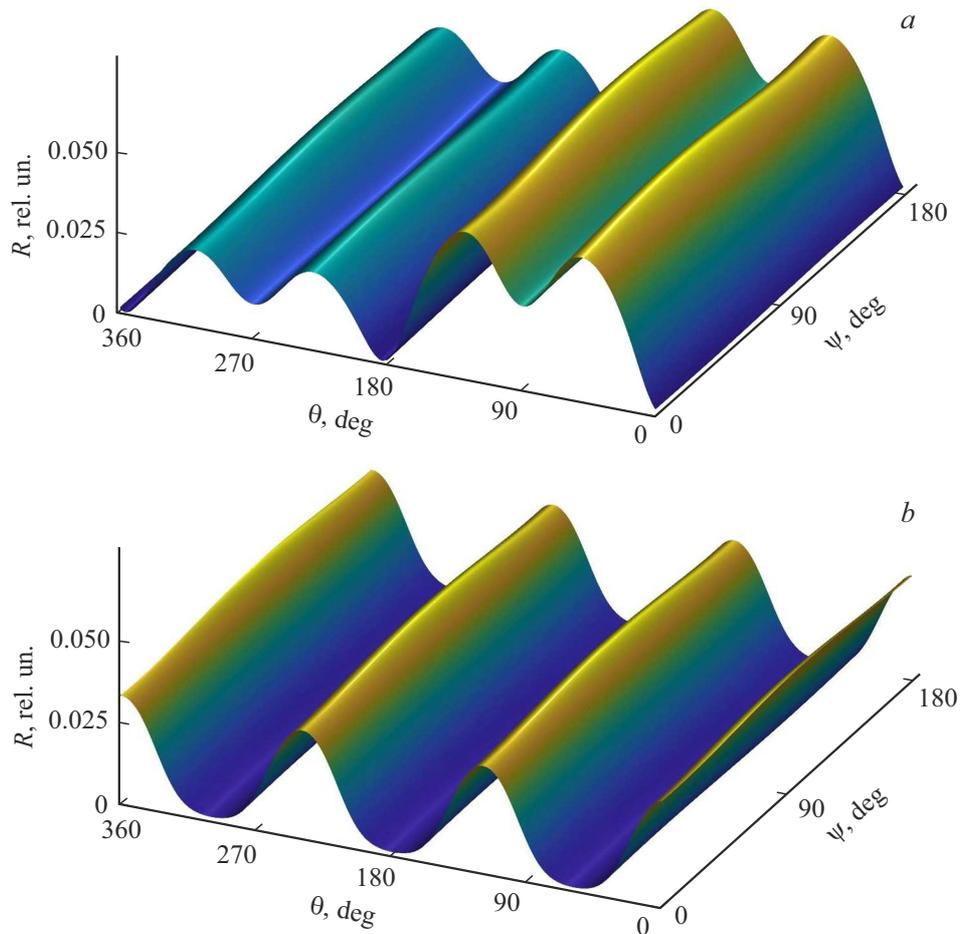
**Рис. 2.** Зависимости коэффициента отражения  $R$  от азимута поляризации  $\psi$  и ориентационного угла  $\theta$ , рассчитанные для кристалла BSO толщиной 6.6 mm.  $a$  — срез (110),  $b$  — срез (111).

(рис. 2,  $a$ ). Это означает, что для достижения большей эффективности обращения волнового фронта попутные накачивающий и сигнальный пучки должны быть поляризованы перпендикулярно плоскости падения, а подающийся на кристалл с противоположной стороны накачивающий пучок должен быть поляризован под углом  $\psi_2 = 55^\circ$  к плоскости падения. При этом кристалл должен быть ориентирован таким образом, чтобы оси  $[100]$  и  $[010]$  составляли  $45^\circ$  с плоскостью падения. Условия достижения  $R^{opt}$  для кристалла среза (111) (рис. 2,  $b$ ) изменяются по сравнению со случаем, представленным на рис. 2,  $a$ : попутные накачивающий и сигнальный пучки должны быть поляризованы под углом  $66^\circ$  к плоскости падения, а одна из осей  $[100]$  или  $[010]$  должна лежать в плоскости падения.

Вид поверхностей, иллюстрирующих зависимости  $R(\psi, \theta)$ , претерпевает качественные изменения с увеличением толщины кристалла до 8.1 mm: они приобретают волнообразную структуру. Значения коэффициента отражения, близкие по величине к  $R^{opt}$ , достигаются только за счет оптимального выбора ориентационного угла  $\theta$  и практически не зависят от азимута поляризации  $\psi$ . Для кристалла среза (110) наибольшие значения  $R$

достигаются в случаях, когда  $\theta = 45, 135^\circ$ . При сдвиге ориентационного угла на  $180^\circ$  на зависимости  $R(\psi, \theta)$  также достигаются локальные максимумы, но при этом происходит двукратное уменьшение параметра  $R$ . Для среза (111) значения  $R^{opt}$  могут быть получены для  $\theta = 0, 120, 360^\circ$ , что соответствует симметрии поворотной оси третьего порядка.

Таким образом, при оптимальном выборе толщины регистрирующей среды, азимута поляризации и ориентационного угла наибольшее значение интенсивности обращенного пучка при ЧВВ в кристалле BSO среди рассмотренных случаев достигается для среза (110). В интервале  $0 < d \leq 8.1$  mm наибольшее значение коэффициента отражения может быть получено при  $d = 6.6$  mm, а в интервале  $8.1 < d \leq 16.2$  mm — при  $d = 14.2$  mm. При использовании кристалла среза (111) может быть получен сравнимый со случаем среза (110) коэффициент отражения при условии выбора оптимальных условий ЧВВ. Значения ориентационного угла и азимута поляризации, при которых достигается наибольшая эффективность дифракции на смешанных решетках в кристалле среза (110) и (111), находятся в сильной зависимости от толщины кристалла, что обусловлено большим удельным вращением кристалла BSO.



**Рис. 3.** Зависимости коэффициента отражения  $R$  от азимута поляризации  $\psi$  и ориентационного угла  $\theta$ , рассчитанные для кристалла BSO толщиной 8.1 mm.  $a$  — срез (110),  $b$  — срез (111).

### Благодарности

Автор выражает благодарность рецензентам за внимательное прочтение и полезное обсуждение рукописи, что способствовало повышению научного уровня работы.

### Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (договор № 1410/2021 от 22.03.2021 г.) в рамках Государственной программы научных исследований № 6 „Фотоника и электроника для инноваций“ на 2021–2025 гг. (задание 6.1.14).

### Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

### Список литературы

[1] С.Г. Одулов, М.С. Соскин, А.И. Хижняк, *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смешении* (Наука, М., 1990).

- [2] K. Shcherbin, S. Odoulov, R. Litvinov, E. Shandarov, S. Shandarov, *J. Opt. Soc. Am. B*, **13** (10), 2268 (1996). DOI: 10.1364/JOSAB.13.002268
- [3] G. Montemezzani, M. Zgonik, *Phys. Rev. E*, **55** (1), 1035 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevE.55.1035
- [4] Y. Ding, H.J. Eichler, *Opt. Commun.*, **110** (3-4), 456 (1994). DOI: 10.1016/0030-4018(94)90449-9
- [5] Р.В. Литвинов, С.А. Полковников, С.М. Шандаров, *Квантовая электроника*, **31** (2), 167 (2001). [R.V. Litvinov, S.I. Polkovnikov, S.M. Shandarov, *Quantum Electron.*, **31** (2), 167 (2001). DOI: 10.1070/QE2001v031n02ABEH001911].
- [6] А.В. Гусельникова, С.М. Шандаров, А.М. Плесовских, Р.В. Ромашко, Ю.Н. Кульчин, *Опт. журн.*, **73** (11), 22 (2006). [A.V. Gusel'nikova, S.M. Shandarov, A.M. Plesovskikh, R.V. Romashko, Yu.N. Kulchin, *J. Opt. Technol.*, **73** (11), 760 (2006). DOI: 10.1364/JOT.73.000760].
- [7] В.Н. Навныко, *Письма в ЖТФ*, **49** (20), 35 (2023). DOI: 10.61011/PJTF.2023.20.56345.19699 [V.N. Naunya, *Tech. Phys. Lett.*, **49** (10), 71 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.10.57064.19699].
- [8] В.Н. Навныко, *Квантовая электроника*, **52** (8), 731 (2022). [V.N. Naunya, *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **49** (Suppl. 1), S58 (2022). DOI: 10.3103/S1068335622130073].