

09

Четырехволновое взаимодействие на комбинированных голограммах в фоторефрактивном кристалле класса симметрии 23

© В.Н. Навныко

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина,
247760 Мозырь, Беларусь
e-mail: valnav@inbox.ru

Поступило в Редакцию 18 июля 2024 г.

В окончательной редакции 18 августа 2024 г.

Принято к публикации 22 августа 2024 г.

Представлена теоретическая модель, которую можно использовать для изучения закономерностей обращения волнового фронта при взаимодействии линейно поляризованных световых пучков на комбинированных голографических решетках, сформированных в кубическом фоторефрактивном кристалле класса симметрии 23. Рассмотрены случаи, когда при четырехволновом взаимодействии в кристалле записываются амплитудные, фазовые и комбинированные решетки. Установлено, что наибольшее значение оптимизированной по азимуту поляризации интенсивности обращенного светового пучка достигается при дифракции на комбинированных решетках. Определены сочетания толщины кристалла и азимутов поляризации световых пучков, при которых интенсивность обращенной световой волны достигает максимальных значений. Показано, что эффективность дифракции световых пучков на комбинированной голографической решетке зависит от величины ее пространственного сдвига относительно записывающей интерференционной картины.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, четырехволновое взаимодействие, коэффициент отражения, оптическая активность, азимут поляризации.

DOI: 10.61011/JTF.2024.11.59103.212-24

Введение

Объемная комбинированная голограмма представляет собой совокупность фазовой и амплитудной голографических решеток (далее — решеток), которые формируются при модуляции показателя преломления и коэффициента поглощения регистрирующей среды [1]. Возможность записи комбинированных (фазово-амплитудных) решеток в фоторефрактивном кристалле класса симметрии $\bar{4}3m$ экспериментально продемонстрирована в [2]. Установлено, что возникновение фазовой и амплитудной решеток обусловлено единым процессом формирования электрического поля пространственно разделенных зарядов в фоторефрактивном кристалле. В работе показано, что формирование амплитудной решетки может оказывать существенное влияние на эффективность дифракции световых волн.

Фундаментальные основы вырожденного четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) на фотоиндуцированных решетках, записываемых в регистрирующих материалах интерферирующими волнами, систематически изложены и обобщены в [3]. В работе особое внимание уделено описанию физики процесса усиления света, происходящего в результате энергетического обмена между световыми волнами при их самодифракции на записываемых в нелинейной среде динамических решетках. В большинстве исследований (см., например, [4,5]) анализируются закономерности ЧВВ без учета оптической активности. Полученные в таких работах результаты могут быть

использованы для изучения особенностей обращения волнового фронта (ОВФ) в фоторефрактивных кристаллах класса симметрии $\bar{4}3m$. Также опубликован ряд работ (см., например, [6,7]), в которых теория ЧВВ изложена с учетом оптической активности и может быть применена в случае, когда в качестве регистрирующей нелинейной среды используется фоторефрактивный кристалл класса симметрии 23. В приведенных работах при решении уравнений связанных волн не учитывалась дополнительная модуляция диэлектрической проницаемости регистрирующей среды на оптических частотах в результате совместного действия фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов, которые присущи кубическим кристаллам. Краткий обзор теоретических и экспериментальных исследований фоторефрактивного эффекта и свойств объемных голограмм в кубических оптически активных пьезокристаллах представлен в [8].

В настоящее время особенности дифракции и взаимодействия световых пучков на динамических решетках в фоторефрактивных кристаллах изучаются рядом исследовательских групп. Научные традиции, заложенные в пионерской работе по фазовому сопряжению световых пучков при ЧВВ [9], поддерживаются и приумножаются белорусскими учеными. В современных работах исследуются динамика фотоиндуцированного поглощения и условия записи фоторефрактивных решеток в кристаллах семейства силленитов [10]. Авторами экспериментально продемонстрировано, что существует

два механизма записи решеток в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) в случае использования наносекундных лазерных импульсов с интенсивностью порядка 1 MW/cm^2 . При бесконтактной диагностике методом динамической голографии установлены спектральные закономерности записи коротко- и долгоживущих решеток в кристалле ВТО [11]. Полученные результаты будут полезны при использовании кристаллов силиката висмута в системах адаптивной голографической интерферометрии.

Фундаментальный вклад в развитие оптики фоторефрактивных кристаллов и теории обращения волнового фронта внесен Томской научной группой (см., например, [12]). В [13] определены условия генерации ОВФ в образцах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) и ВТО при ориентации вектора решетки вдоль направления $[\bar{1}10]$ и произвольной линейной поляризации распространяющихся в плоскости (001) световых волн. Возможность эффективного ОВФ на отражательных фазовых решетках в кристалле ВТО:Fe, Cu при диффузионном механизме разделения зарядов без приложения внешнего электрического поля продемонстрирована в [14]. Авторами представлена система уравнений связанных волн, пригодная для описания встречного взаимодействия в кристалле произвольного среза, в которых учтено совместное действие линейного электрооптического, фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов, а также оптическая активность и поглощение регистрирующей среды. Ряд интересных результатов представлен в недавних публикациях научной группы. В [15] исследованы зависимости амплитуды сигнального пучка от частоты фазовой модуляции света, интенсивности и пространственной частоты интерференционной картины, в результате чего определены фотоэлектрические характеристики кристалла ниобата лития. В [16] рассмотрена возможность создания фотовольтаических пинцетов при формировании объемных пропускающих голограмм в кристалле ниобата лития с диффузионным легированием медью.

Приоритетные научные результаты и оригинальные разработки в области использования нелинейных фоторефрактивных кристаллов для управления оптическим излучением, последовательно изложенные в монографии [17], получены Санкт-Петербургскими учеными. Авторами рассмотрены фундаментальные основы теории интерференции и дифракции световых пучков на формируемых в нелинейных средах динамических фоторефрактивных решетках. Рассмотрены практические аспекты использования фоторефрактивных кристаллов для создания компонентной базы современных оптических и информационных систем (адаптивные голографические интерферометры, интегрально-оптические модуляторы, управляемые дифракционные решетки, фильтры оптического излучения и др.).

Несмотря на достаточное количество исследований, посвященных изучению закономерностей ЧВВ на фотоиндуцированных решетках в кубических фоторефрак-

тивных кристаллах, в большинстве работ полученные результаты справедливы при фиксированных значениях толщины кристалла, азимутов поляризации световых волн, ориентационных углах кристалла, пространственных сдвигов между наведенными интерференционными картинами и голографическими решетками (далее — пространственный сдвиг). Представляет интерес изучение более общего случая, когда коэффициент отражения является функцией одновременно нескольких параметров (например, толщины кристалла, азимутов поляризации и др.) и определение оптимальных условий голографического эксперимента, при которых достигается наибольшая эффективность ОВФ. Полезно рассмотреть случаи, когда в кристалле одновременно формируется несколько решеток с фазово-амплитудной структурой. Решение такой задачи позволит более точно определить зависимость интенсивности обращенной световой волны от толщины кристалла и азимута поляризации световых волн, а также предсказать способы повышения эффективности дифракции при ЧВВ за счет управления характеристиками голографической установки. Результаты такого исследования частично представлены в кратком сообщении [18], в котором исследовалась зависимость оптимизированных по азимуту линейной поляризации световых волн значений коэффициента отражения при встречном ЧВВ от толщины кристалла BSO среза (001). Приведенные данные позволяют определить толщину кристалла, при которых достигается наибольший коэффициент отражения. Однако в работе не был рассмотрен вопрос об азимутах поляризации подающихся на кристалл световых волн, при которых достигается наибольшая интенсивность обращенной волны, а также не проанализированы дифракционные вклады фазовой и амплитудной составляющих комбинированной решетки при ОВФ.

В рамках настоящей работы изучены закономерности одновременной дифракции и энергетического обмена между линейно поляризованными световыми пучками при ЧВВ на комбинированных фоторефрактивных решетках, записанных в оптически активном поглощающем пьезокристалле. Получена система дифференциальных уравнений, которую можно использовать для нахождения поляризационных компонент световых пучков и анализа закономерностей ОВФ в кубическом фоторефрактивном кристалле класса симметрии 23. На основании численного решения полученных уравнений найдены значения толщины кристалла и азимута поляризации световых пучков на входе в кристалл, при которых интенсивность обращенного светового пучка при ЧВВ будет достигать наибольшей величины. Выполнен сравнительный анализ зависимостей максимальных и минимальных значений коэффициента отражения от толщины кристалла, рассчитанных для случаев, когда в кубическом фоторефрактивном кристалле формируются фазовые, амплитудные и комбинированные решетки.

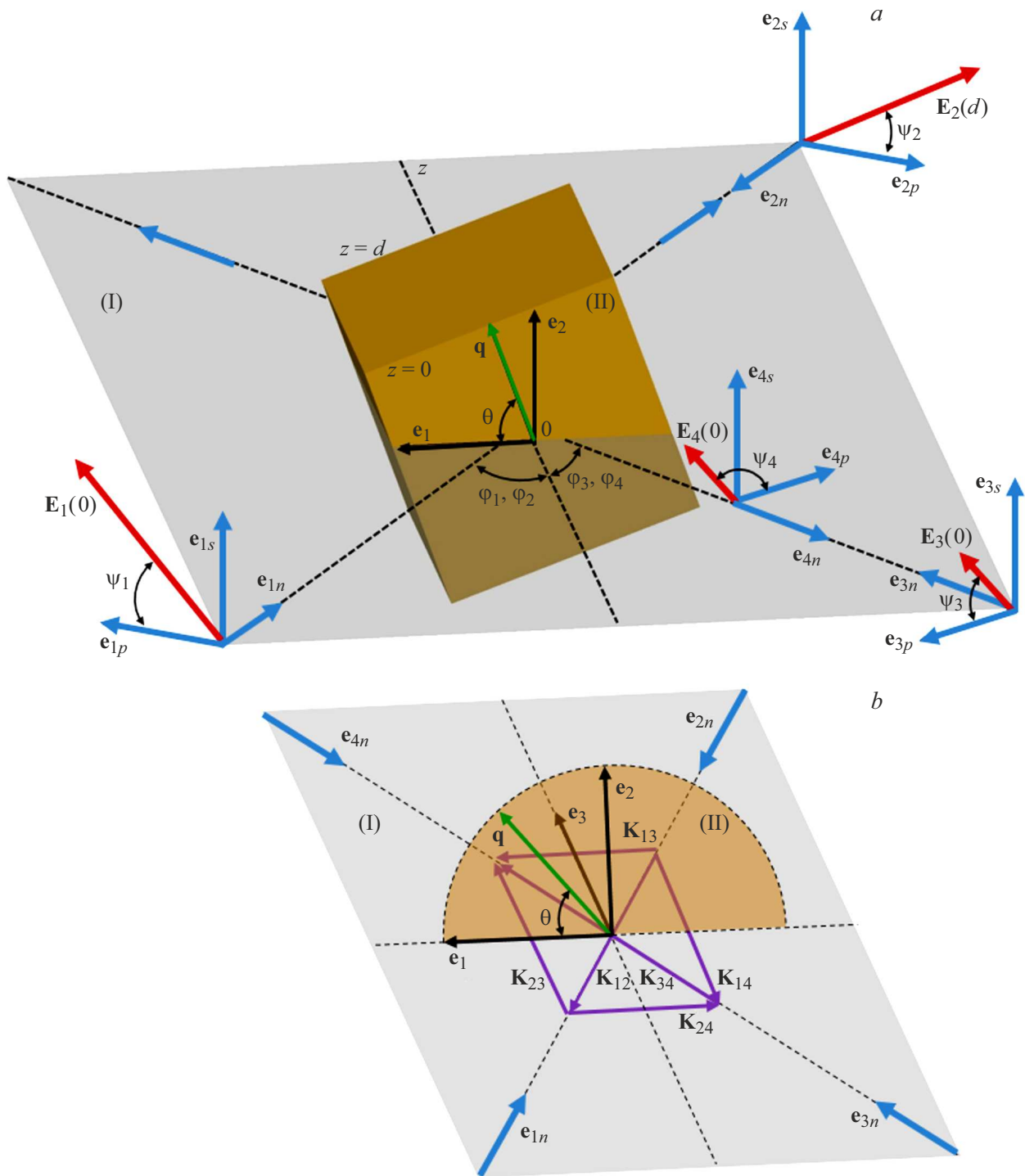


Рис. 1. Геометрическая схема четырехволнового взаимодействия в фоторефрактивном кристалле (а); ориентация волновых векторов голографических решеток в плоскости падения (б).

1. Теоретическая модель

На рис. 1 представлена схема взаимодействия линейно поляризованных накачивающих пучков 1, 2 и сигнального пучка 3 в фоторефрактивном кристалле класса симметрии 23, подробное описание которой приведено в [19]. При ЧВВ по изображенной на рис. 1, а схеме

в нелинейной среде могут записываться две пропускающие и четыре отражательные решетки [3]. Световые пучки 1–3 обуславливают запись трех первичных решеток: пропускающая решетка 13 образуется в результате взаимодействия пучков 1 и 3, а отражательные решетки 12 и 23 формируются при попарной интерференции пучков 1, 2 и 2, 3. Самодифракция пучков на первичных

решетках приводит к изменению их амплитудно-фазовых характеристик и появлению обращенного пучка 4. Интерференция этого пучка с пучками 1–3 приводит к записи трех вторичных решеток: пропускающей 24 и двух отражательных 14, 34. Расположение волновых векторов первичных и вторичных решеток в плоскости падения показано на рис. 1, *b*. Как известно (см., например, [20]), эффективность ОВФ определяется пространственной ориентацией кубического кристалла, взаимным пространственным сдвигом фоторефрактивных решеток и азимутами поляризации световых пучков. Для учета в теоретической модели указанных факторов при выводе уравнений будем использовать следующие допущения: при самодифракции записывающих световых пучков на записываемых решетках происходит изменение их амплитуд и фаз; кристалл произвольно ориентирован в пространстве относительно плоскости падения; в нелинейной среде записывается шесть комбинированных решеток с произвольными пространственными сдвигами относительно соответствующих интерференционных картин; линейно поляризованные световые пучки имеют произвольные значения азимутов ψ_j на входе в кристалл.

Волновое уравнение для оптически активных поглощающих сред в приближении медленно меняющихся амплитуд и малости угла Брэгга φ_B можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{dE_{1p}}{dz} = & m_{12} [(ie^{i\delta_{12}} \kappa_{1p2p} - e^{i\phi_{12}} \sigma_{1p2p}) E_{2p} \\ & + (ie^{i\delta_{12}} \kappa_{1p2s} - e^{i\phi_{12}} \sigma_{1p2s}) E_{2s}] \\ & + m_{13} [(ie^{i\delta_{13}} \kappa_{1p3p} - e^{i\phi_{13}} \sigma_{1p3p}) E_{3p} \\ & + (ie^{i\delta_{13}} \kappa_{1p3s} - e^{i\phi_{13}} \sigma_{1p3s}) E_{3s}] \\ & + m_{14} [(ie^{i\delta_{14}} \kappa_{1p4p} - e^{i\phi_{14}} \sigma_{1p4p}) E_{4p} \\ & + (ie^{i\delta_{14}} \kappa_{1p4s} - e^{i\phi_{14}} \sigma_{1p4s}) E_{4s}] \\ & + (\rho_1 + i\chi_1) E_{1s} - \alpha_1 E_{1p}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{1s}}{dz} = & m_{12} [(ie^{i\delta_{12}} \kappa_{1s2p} - e^{i\phi_{12}} \sigma_{1s2p}) E_{2p} \\ & + (ie^{i\delta_{12}} \kappa_{1s2s} - e^{i\phi_{12}} \sigma_{1s2s}) E_{2s}] \\ & + m_{13} [(ie^{i\delta_{13}} \kappa_{1s3p} - e^{i\phi_{13}} \sigma_{1s3p}) E_{3p} \\ & + (ie^{i\delta_{13}} \kappa_{1s3s} - e^{i\phi_{13}} \sigma_{1s3s}) E_{3s}] \\ & + m_{14} [(ie^{i\delta_{14}} \kappa_{1s4p} - e^{i\phi_{14}} \sigma_{1s4p}) E_{4p} \\ & + (ie^{i\delta_{14}} \kappa_{1s4s} - e^{i\phi_{14}} \sigma_{1s4s}) E_{4s}] \\ & - (\rho_1 + i\chi_1) E_{1p} - \alpha_1 E_{1s}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{2p}}{dz} = & m_{12}^* [(ie^{-i\delta_{12}} \kappa_{2p1p} - e^{-i\phi_{12}} \sigma_{2p1p}) E_{1p} \\ & + (ie^{-i\delta_{12}} \kappa_{2p1s} - e^{-i\phi_{12}} \sigma_{2p1s}) E_{1s}] \\ & + m_{23} [(ie^{i\delta_{23}} \kappa_{2p3p} - e^{i\phi_{23}} \sigma_{2p3p}) E_{3p} \\ & + (ie^{i\delta_{23}} \kappa_{2p3s} - e^{i\phi_{23}} \sigma_{2p3s}) E_{3s}] \\ & + m_{24} [(ie^{i\delta_{24}} \kappa_{2p4p} - e^{i\phi_{24}} \sigma_{2p4p}) E_{4p} \\ & + (ie^{i\delta_{24}} \kappa_{2p4s} - e^{i\phi_{24}} \sigma_{2p4s}) E_{4s}] \\ & + (\rho_2 + i\chi_2) E_{2s} - \alpha_2 E_{2p}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{2s}}{dz} = & m_{12}^* [(ie^{-i\delta_{12}} \kappa_{2s1p} - e^{-i\phi_{12}} \sigma_{2s1p}) E_{1p} \\ & + (ie^{-i\delta_{12}} \kappa_{2s1s} - e^{-i\phi_{12}} \sigma_{2s1s}) E_{1s}] \\ & + m_{23} [(ie^{i\delta_{23}} \kappa_{2s3p} - e^{i\phi_{23}} \sigma_{2s3p}) E_{3p} \\ & + (ie^{i\delta_{23}} \kappa_{2s3s} - e^{i\phi_{23}} \sigma_{2s3s}) E_{3s}] \\ & + m_{24} [(ie^{i\delta_{24}} \kappa_{2s4p} - e^{i\phi_{24}} \sigma_{2s4p}) E_{4p} \\ & + (ie^{i\delta_{24}} \kappa_{2s4s} - e^{i\phi_{24}} \sigma_{2s4s}) E_{4s}] \\ & - (\rho_2 + i\chi_2) E_{2p} - \alpha_2 E_{2s}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{3p}}{dz} = & m_{13}^* [(ie^{-i\delta_{13}} \kappa_{3p1p} - e^{-i\phi_{13}} \sigma_{3p1p}) E_{1p} \\ & + (ie^{-i\delta_{13}} \kappa_{3p1s} - e^{-i\phi_{13}} \sigma_{3p1s}) E_{1s}] \\ & + m_{23}^* [(ie^{-i\delta_{23}} \kappa_{3p2p} - e^{-i\phi_{23}} \sigma_{3p2p}) E_{2p} \\ & + (ie^{-i\delta_{23}} \kappa_{3p2s} - e^{-i\phi_{23}} \sigma_{3p2s}) E_{2s}] \\ & + m_{34} [(ie^{i\delta_{34}} \kappa_{3p4p} - e^{i\phi_{34}} \sigma_{3p4p}) E_{4p} \\ & + (ie^{i\delta_{34}} \kappa_{3p4s} - e^{i\phi_{34}} \sigma_{3p4s}) E_{4s}] \\ & + (\rho_3 + i\chi_3) E_{3s} - \alpha_3 E_{3p}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{3s}}{dz} = & m_{13}^* [(ie^{-i\delta_{13}} \kappa_{3s1p} - e^{-i\phi_{13}} \sigma_{3s1p}) E_{1p} \\ & + (ie^{-i\delta_{13}} \kappa_{3s1s} - e^{-i\phi_{13}} \sigma_{3s1s}) E_{1s}] \\ & + m_{23}^* [(ie^{-i\delta_{23}} \kappa_{3s2p} - e^{-i\phi_{23}} \sigma_{3s2p}) E_{2p} \\ & + (ie^{-i\delta_{23}} \kappa_{3s2s} - e^{-i\phi_{23}} \sigma_{3s2s}) E_{2s}] \\ & + m_{34} [(ie^{i\delta_{34}} \kappa_{3s4p} - e^{i\phi_{34}} \sigma_{3s4p}) E_{4p} \\ & + (ie^{i\delta_{34}} \kappa_{3s4s} - e^{i\phi_{34}} \sigma_{3s4s}) E_{4s}] \\ & - (\rho_3 + i\chi_3) E_{3p} - \alpha_3 E_{3s} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dE_{4p}}{dz} &= m_{14}^* [(ie^{-i\delta_{14}}\kappa_{4p1p} - e^{-i\phi_{14}}\sigma_{4p1p})E_{1p} \\
&+ (ie^{-i\delta_{14}}\kappa_{4p1s} - e^{-i\phi_{14}}\sigma_{4p1s})E_{1s}] \\
&+ m_{24}^* [(ie^{-i\delta_{24}}\kappa_{4p2p} - e^{-i\phi_{24}}\sigma_{4p2p})E_{2p} \\
&+ (ie^{-i\delta_{24}}\kappa_{4p2s} - e^{-i\phi_{24}}\sigma_{4p2s})E_{2s}] \\
&+ m_{34}^* [(ie^{-i\delta_{34}}\kappa_{4p3p} - e^{-i\phi_{34}}\sigma_{4p3p})E_{3p} \\
&+ (ie^{-i\delta_{34}}\kappa_{4p3s} - e^{-i\phi_{34}}\sigma_{4p3s})E_{3s}] \\
&+ (\rho_4 + i\chi_4)E_{4s} - \alpha_4 E_{4p}, \\
\frac{dE_{4s}}{dz} &= m_{14}^* [(ie^{-i\delta_{14}}\kappa_{4s1p} - e^{-i\phi_{14}}\sigma_{4s1p})E_{1p} \\
&+ (ie^{-i\delta_{14}}\kappa_{4s1s} - e^{-i\phi_{14}}\sigma_{4s1s})E_{1s}] \\
&+ m_{24}^* [(ie^{-i\delta_{24}}\kappa_{4s2p} - e^{-i\phi_{24}}\sigma_{4s2p})E_{2p} \\
&+ (ie^{-i\delta_{24}}\kappa_{4s2s} - e^{-i\phi_{24}}\sigma_{4s2s})E_{2s}] \\
&+ m_{34}^* [(ie^{-i\delta_{34}}\kappa_{4s3p} - e^{-i\phi_{34}}\sigma_{4s3p})E_{3p} \\
&+ (ie^{-i\delta_{34}}\kappa_{4s3s} - e^{-i\phi_{34}}\sigma_{4s3s})E_{3s}] \\
&- (\rho_4 + i\chi_4)E_{4p} - \alpha_4 E_{4s}.
\end{aligned}$$

Здесь использованы следующие символы и обозначения: $\kappa_{hbut} = (\kappa_0(e_{hb}\Delta\hat{b}_{hu}e_{ut}))/\cos\varphi_h$, $\sigma_{hbut} = (\sigma_0(e_{hb}\Delta\hat{\sigma}_{hu}e_{ut}))/\cos\varphi_h$, $\rho_h = \rho/\cos\varphi_h$, $\chi_h = \chi/\cos\varphi_h$, $\alpha_h = \alpha/\cos\varphi_h$, где $\kappa_0 = \pi n_0^3/(2\lambda)$ — постоянная связи фазовой составляющей решетки, $\sigma_0 = \pi/(nc)$ — постоянная связи амплитудной составляющей решетки, $\delta\hat{b}_{hu}$ — изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла, $\Delta\hat{\sigma}_{hu}$ — изменение тензора проводимости кристалла, φ_h — угол Брэгга в плоскости падения для пучка h , δ_{hu} и ψ_{hu} — пространственные сдвиги фазовой и амплитудной составляющих записываемой решетки hu относительно записываемой интерференционной картины hu , n_0 — показатель преломления невозмущенного кристалла, ρ — удельное вращение, α — коэффициент линейного поглощения, χ — параметр циркулярного дихроизма, λ — длина волны, c — скорость света в вакууме, i — мнимая единица. При рассмотрении индексов h и u следует учитывать, что если они не стоят рядом (например, κ_{hbut}), то их необходимо относить к обозначению светового пучка: 1, 2, 3 или 4. Если индексы h и u расположены рядом (например, $\Delta\hat{b}_{hu}$), то индекс hu соответствует номеру решетки, который может принимать одно из следующих значений: 12, 13, 14, 23, 24, 34. Индексы b и t обозначают p - или s -компоненты пучков.

В уравнениях связанных волн переменные E_{hp} и E_{hs} являются поляризационными компонентами светового пучка h , которые равняются проекциям вектора напряженности электрического поля E_h на оси, совпадающие по направлению с единичными

векторами e_{hp} и e_{hs} . Через переменную m_{hu} обозначена глубина модуляции записываемой интерференционной картины hu , которая находится по формуле: $m_{hu} = (E_{hs}E_{us} + E_{hp}E_{up}\cos(e_{hp}e_{up}))/I_0$, где $(e_{hp}e_{up})$ — скалярное произведение единичных векторов e_{hp} и e_{up} , I_0 — результирующая интенсивность светового поля внутри кристалла ($I_0 = E_{1p}^2 + E_{1s}^2 + E_{2p}^2 + E_{2s}^2 + E_{3p}^2 + E_{3s}^2 + E_{4p}^2 + E_{4s}^2$). Звездочка над переменной m_{hu} означает комплексное сопряжение. Физический смысл слагаемых $(i\exp(i\delta_{hu})\kappa_{hbut} - \exp(i\phi_{hu})\sigma_{hbut})E_{ut}$ заключается в задании связи между компонентами E_{hb} и E_{ut} световых пучков h и u при их дифракции на фазовой и амплитудной составляющих комбинированной решетки hu соответственно. Тензорные свертки $(e_{hb}\Delta\hat{b}_{hu}e_{ut})$ и $(e_{hb}\Delta\hat{\sigma}_{hu}e_{ut})$ в переменных κ_{hbut} и σ_{hbut} соответствуют величинам дифракционных вкладов фазовой и амплитудной составляющих комбинированной решетки hu при формировании обращенного пучка. Произведения $\rho_h E_{hp}$ и $\rho_h E_{hs}$ используются для нахождения приращений переменных E_{hp} и E_{hs} , которое происходит за счет вращения плоскости поляризации светового пучка h при его распространении в оптически активном кристалле. Слагаемые $i\chi_h E_{hp}$ и $i\chi_h E_{hs}$ появляются в уравнениях связанных волн вследствие присущего фоторефрактивным кристаллам класса симметрии 23 циркулярного дихроизма [21], проявляющегося в различии коэффициентов поглощения компонент E_{hp} и E_{hs} . Произведения $\alpha_h E_{hp}$ и $\alpha_h E_{hs}$ используются для нахождения изменений компонент E_{hp} и E_{hs} при уменьшении интенсивности светового пучка h под действием линейного поглощения кристалла.

Изменение тензора проводимости $\Delta\hat{\sigma}_{hu}$ кристалла в линейном по контрасту приближении определяется из выражения: $\Delta\hat{\sigma}_{hu} = m_{hu}\sigma_{hu}\delta_{kf}$, где σ_{hu} — коэффициенты проводимости, δ_{kf} — единичный симметричный тензор второго ранга. Компоненты обратного тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\hat{b}_{hu}$ кристалла будем находить на основании известных выражений [22]:

$$\begin{aligned}
b_{11} &= p_1 n_1 R_1 + p_2 n_2 R_2 + p_3 n_3 R_3, \\
b_{22} &= p_1 n_2 R_2 + p_2 n_3 R_3 + p_3 n_1 R_1, \\
b_{33} &= p_1 n_3 R_3 + p_2 n_1 R_1 + p_3 n_2 R_2, \\
b_{12} &= b_{21} = p_4 (n_1 R_2 + n_2 R_1) + r_{41} n_3, \\
b_{13} &= b_{31} = p_4 (n_1 R_3 + n_3 R_1) + r_{41} n_2, \\
b_{23} &= b_{32} = p_4 (n_2 R_3 + n_3 R_2) + r_{41} n_1, \\
R_1 &= \gamma_{11} Q_1 + \gamma_{12} Q_2 + \gamma_{13} Q_3, \\
R_2 &= \gamma_{21} Q_1 + \gamma_{22} Q_2 + \gamma_{23} Q_3, \\
R_3 &= \gamma_{31} Q_1 + \gamma_{32} Q_2 + \gamma_{33} Q_3, \\
\gamma_{11} &= (\Gamma_{22}\Gamma_{33} - \Gamma_{23}^2)/D, \\
\gamma_{22} &= (\Gamma_{11}\Gamma_{33} - \Gamma_{13}^2)/D, \\
\gamma_{33} &= (\Gamma_{11}\Gamma_{22} - \Gamma_{12}^2)/D,
\end{aligned}$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{21} = (\Gamma_{13}\Gamma_{23} - \Gamma_{12}\Gamma_{33})/D,$$

$$\gamma_{13} = \gamma_{31} = (\Gamma_{12}\Gamma_{23} - \Gamma_{13}\Gamma_{22})/D,$$

$$\gamma_{23} = \gamma_{32} = (\Gamma_{12}\Gamma_{13} - \Gamma_{11}\Gamma_{23})/D,$$

$$D = \Gamma_{11}(\Gamma_{22}\Gamma_{33} - \Gamma_{23}^2) - \Gamma_{22}\Gamma_{13}^2 - \Gamma_{33}\Gamma_{12}^2 + 2\Gamma_{12}\Gamma_{13}\Gamma_{23}$$

$$\Gamma_{11} = c_1 n_1^2 + c_3(n_2^2 + n_3^2),$$

$$\Gamma_{22} = c_1 n_2^2 + c_3(n_1^2 + n_3^2),$$

$$\Gamma_{33} = c_1 n_3^2 + c_3(n_1^2 + n_2^2),$$

$$\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = n_1 n_2 (c_2 + c_3),$$

$$\Gamma_{13} = \Gamma_{31} = n_1 n_3 (c_2 + c_3),$$

$$\Gamma_{23} = \Gamma_{32} = n_2 n_3 (c_2 + c_3),$$

$$Q_1 = 2e_{14}n_2n_3, \quad Q_2 = 2e_{14}n_1n_3, \quad Q_3 = 2e_{14}n_1n_2.$$

Для ненулевых компонентов тензоров линейного электрооптического (\hat{r}^S), фотоупругого (\hat{p}^E) и обратного пьезоэлектрического (\hat{e}) эффектов, а также компонентов тензора упругости (\hat{c}^E) приняты следующие обозначения:

$$r_{123}^S = r_{132}^S = r_{213}^S = r_{231}^S = r_{312}^S = r_{321}^S \equiv r_{41},$$

$$e_{123} = e_{132} = e_{213} = e_{231} = e_{312} = e_{321} \equiv e_{14},$$

$$c_{11}^E = c_{22}^E = c_{33}^E \equiv c_1,$$

$$c_{12}^E = c_{13}^E = c_{23}^E = c_{21}^E = c_{31}^E = c_{32}^E \equiv c_2,$$

$$c_{44}^E = c_{55}^E = c_{66}^E \equiv c_3,$$

$$p_{11}^E = p_{22}^E = p_{33}^E \equiv p_1,$$

$$p_{12}^E = p_{23}^E = p_{31}^E \equiv p_2,$$

$$p_{13}^E = p_{21}^E = p_{32}^E \equiv p_3,$$

$$p_{44}^E = p_{55}^E = p_{66}^E \equiv p_4.$$

Индекс S для тензора линейного электрооптического эффекта \hat{r}^S означает, что компонента r_{41} тензора линейного электрооптического эффекта измерялась для зажатого кристалла; компоненты тензоров упругости \hat{c}^E и фотоупругого эффекта \hat{p}^E измерялись при постоянном электрическом поле. Параметры n_1, n_2, n_3 являются направляющими волнового вектора K_{hu} решетки hu в кристаллографической системе координат. В приведенных выражениях тензор $\hat{\gamma}$ является обратным к тензору $\hat{\Gamma}$ с компонентами: $\Gamma_{ik}^E = c_{ijkl}^E n_j n_l$, где c_{ijkl}^E — компоненты тензора упругости \hat{c}^E .

Отличительная особенность приведенных уравнений связанных волн от представленных ранее (см., например, [7,19]) заключается в том, что они обладают достаточно большой общностью, поскольку при их получении рассматривался случай, когда при дифракции и взаимодействии световых пучков в оптически активной пьезоэлектрической поглощающей среде в динамическом режиме одновременно записываются шесть решеток, имеющих фазово-амплитудную структуру. При использовании представленной теоретической модели можно

рассматривать более широкий круг вопросов, связанных с восстановлением и усилением рассеянного объектом волнового фронта, а также генерацией оптического излучения лазерами на динамических решетках.

Рассмотрим частный случай, когда единичные векторы ортонормированного базиса ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$) ориентированы вдоль кристаллографических осей вида $\langle 100 \rangle$ (т.е. $\theta = 0^\circ$): $\mathbf{e}_1 \parallel [100]$, $\mathbf{e}_2 \parallel [010]$, $\mathbf{e}_3 \parallel [001]$. При определении эффективности ОВФ будем учитывать дифракционные вклады только вторичных решеток. В расчетах будем полагать, что напряженность электрического поля решеток E_{sc} равна 2 kV/cm , а коэффициент связи, характеризующий взаимодействие пучков на амплитудных решетках, составляет 20 m^{-1} . Используем материальные параметры кристалла BSO, заимствованные из [23–25]: показатель преломления невозмущенного кристалла $n_0 = 2.54$ при $\lambda = 633 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ [23]; электрооптический коэффициент $r_{41} = -5 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ [23]; коэффициенты упругости $c_1 = 12.96 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $c_2 = 2.99 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $c_3 = 2.45 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ [24]; коэффициенты фотоупругости $p_1 = -0.16$, $p_2 = -0.13$, $p_3 = -0.12$, $p_3 = -0.015$ [25]; пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 1.12 \text{ C/m}^2$ [24]. Значения удельного вращения, поглощения и циркулярного дихроизма кристалла принимаем, соответственно, равными $\rho = 384 \text{ rad/m}$, $\chi = 1.5 \text{ m}^{-1}$ и $\alpha = 15 \text{ m}^{-1}$. Интенсивности накачивающих пучков считаем одинаковыми, причем их отношение к интенсивности сигнального пучка составляет 1:20. Углы φ_j в кристалле выбираем равными 5° .

При расчетах азимуты пучков 1 и 3 на входе в кристалл ($z = 0$) принимаем равными друг другу ($\psi_1 = \psi_3 = \psi$), а входной азимут поляризации пучка 2 при $z = d$ находим в соответствии с условием $\psi_2 = -\psi + \rho d$. При соблюдении этого условия векторы E_1 и E_2 распространяющихся внутри кристалла ($0 < z \leq d$) накачивающих пучков остаются параллельными друг другу. Такой выбор входных азимутов поляризаций обусловлен тем, что в этом случае начальная глубина модуляции наведенных в кристалле интерференционных картин будет оптимальной [26]. Полагаем, что записываемые в фоторефрактивном кристалле фазовые решетки и фазовые составляющие комбинированных решеток пространственно смещены относительно соответствующих интерференционных картин на четверть периода ($\delta_{hu} = \pi/2$). Случай, когда пространственный сдвиг δ_{34} составляет $-\pi/2$, будет рассмотрен отдельно. Все записываемые в нелинейной среде амплитудные решетки так же, как и амплитудные составляющие комбинированных решеток, считаем несмещенными, вследствие чего параметр ϕ_{hu} принимаем равным нулю.

Для численного интегрирования уравнений связанных волн использовался известный [27] метод пристрелки. Начальные условия $E_{jp}(z)$ и $E_{js}(z)$ для двухточечной граничной задачи выбирались следующим образом: $E_{1p}(0) = E_1 \cos \psi_1$, $E_{1s}(0) = E_1 \sin \psi_1$, $E_{2p}(d) = E_2 \cos \psi_2$, $E_{2s}(d) = E_2 \sin \psi_2$, $E_{3p}(0) = E_3 \cos \psi_3$, $E_{3s}(0) = E_3 \sin \psi_3$, $E_{4p}(d) = 0$, $E_{4s}(d) = 0$. В результате решения уравнений

связанных волн находились поляризационные компоненты E_{4p} и E_{4s} при $z = 0$. Для оценки эффективности ОВФ использовался коэффициент отражения R , который определяется отношением интенсивности отраженного пучка на выходе из кристалла к начальной интенсивности сигнального пучка [23]: $I_4(0)/I_3(0)$, где $I_3(0)$ и $I_4(0)$ — интенсивности сигнального и отраженного пучков.

2. Результаты и их обсуждение

Проанализируем представленные на рис. 2 графики зависимостей $R^{\max}(d)$ и $R^{\min}(d)$, которые представляют собой огибающие максимальных R^{\max} (кривые 1 и 2) и минимальных R^{\min} (кривые 3 и 4) значений коэффициента отражения, рассчитанных для интервала $0 < d \leq 20$ мм. Кривые 2 и 3 получены для случая, когда записываемые при ЧВВ в кристалле вторичные решетки имеют только фазовую структуру, а кривые 1 и 4 — фазово-амплитудную. Если вторичные решетки являются амплитудными, то коэффициент отражения практически не зависит от азимута поляризации ψ и графики $R^{\max}(d)$, $R^{\min}(d)$ вырождаются в зависимость $R(d)$ (кривая 5). Методика нахождения значений R^{\max} и R^{\min} при фиксированной толщине кристалла заключается в использовании следующей процедуры. Для каждого d перебираем значения азимута поляризации ψ с шагом 2° в интервале от 0 до 180° , находим p - и s -компоненты световых пучков, численно решаем систему уравнений связанных волн и определяем коэффициенты отражения R . Далее из полученного ряда значений R выбираем его максимальное R^{\max} и минимальное R^{\min} значения.

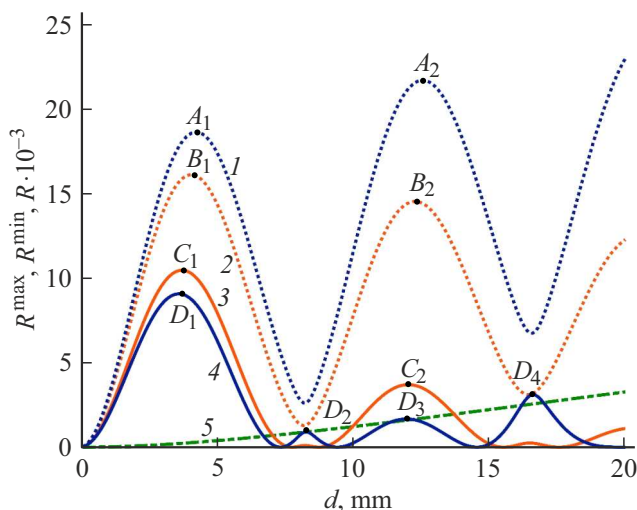


Рис. 2. Огибающие максимальных (кривые 1 и 2) и минимальных (кривые 3 и 4) значений коэффициента отражения, рассчитанные для фазовых (кривые 2 и 3) и комбинированных (кривые 1 и 4) решеток 14, 24, 34 с пространственными сдвигами $\delta_{14} = \delta_{24} = \delta_{34} = \pi/2$; зависимость коэффициента отражения R от толщины d (кривая 5), рассчитанная для несмещенных амплитудных решеток 14, 24, 34.

Параметр R^{\max} представляет собой оптимизированное по азимуту поляризации значение коэффициента отражения R . Значение R^{\min} в дальнейшем будет полезно для анализа дифракционных вкладов фазовой и амплитудной составляющих решеток при изучении эффективности ОВФ. Под определением „дифракционный вклад“ будет понимать выраженное в процентах отношение интенсивности дифрагируемого пучка, образуемого одной из составляющих (фазовой или амплитудной) комбинированной решетки, к полной интенсивности отраженного пучка.

Рассмотрим сначала гипотетический случай записи в кристалле только амплитудных решеток. Эта ситуация может реализоваться, например, при записи пропускающей решетки с волновым вектором, параллельным кристаллографической оси [100]. Вследствие анизотропии линейного электрооптического эффекта амплитуда модуляции показателя преломления будет приблизительно равна нулю, и пропускающая решетка может быть записана посредством модуляции коэффициента поглощения кристалла. Как видно из рис. 2, в случае записи амплитудных решеток 14, 24 и 34 интенсивность отраженного пучка монотонно увеличивается с возрастанием толщины кристалла и при $d = 20$ мм коэффициент усиления составляет $R = 3.2 \cdot 10^{-3}$. Ввиду относительно небольших значений R можно утверждать, что дифракционный вклад амплитудной составляющей решетки в тонких кристаллах BSO также будет достаточно мал. Однако при некоторых значениях d оптическая активность обуславливает уменьшение интенсивности отраженного пучка, образованного при дифракции пучков на фазовой решетке, и в этих случаях эффективность ОВФ будет определяться дифракционным вкладом амплитудной решетки.

При формировании в кристалле фазовых решеток график зависимости $R^{\max}(d)$ имеет периодический характер (кривая 2 на рис. 2), что обусловлено влиянием оптической активности. Локальные максимумы коэффициента отражения, которые обозначены на рис. 2 точками B_1 и B_2 , достигаются при таких значениях d , для которых угол поворота плоскости поляризации распространяющихся в кристалле световых пучков равен 90° и 270° , что достаточно точно соответствует выражению $d = w\pi/(2\rho)$ ($w = 1, 3$): B_1 — $d = 4.1$ мм, B_2 — $d = 12.3$ мм. Значения R^{\max} в локальных максимумах уменьшаются с увеличением толщины кристалла: $R^{\max} = 16.1 \cdot 10^{-3}$ (точка B_1) и $R^{\max} = 14.5 \cdot 10^{-3}$ (точка B_2), что может быть объяснено влиянием поглощения кристалла и деструктивной интерференцией дифрагированных волн, образуемых при дифракции на фазовых решетках. Из сравнения кривых 2 и 5 видно, что при любом значении d оптимизированное по азимуту поляризации значение коэффициента отражения R^{\max} , полученное для фазовых решеток, будет превышать коэффициент отражения R , полученный для амплитудных решеток.

При рассмотрении графика зависимости $R^{\min}(d)$ (кривая 3 на рис. 2) можно видеть, что максимальные значения коэффициента усиления в точках C_1 ($R^{\min} = 10.1 \cdot 10^{-3}$), C_2 ($R^{\min} = 3.7 \cdot 10^{-3}$) уменьшаются с увеличением d . Локальные максимумы на графике зависимости $R^{\min}(d)$ соответствуют меньшим значениям толщины, чем на графике зависимости $R^{\max}(d)$: C_1 — $d = 3.7$ mm, C_2 — $d = 12$ mm. Из сравнения кривых 3 и 5 видно, что в интервалах $0 \leq d \leq 7.1$ mm и $10 < d \leq 13.7$ mm для любого значения азимута поляризации ψ коэффициент усиления, достигаемый при записи в кристалле фазовых решеток, будет больше, чем при записи амплитудных решеток. Для остальных значений толщины в интервале $0 < d \leq 20$ mm при дифракции на амплитудных решетках может достигаться большая интенсивность обращенного пучка, чем на фазовых решетках.

Наибольшая эффективность дифракции будет иметь место в случае, если в кристалле записываются комбинированные решетки, поскольку при любом фиксированном значении d максимально возможное значение R^{\max} достигается для решеток, имеющих фазо-амплитудную структуру (рис. 2). Принципиальное отличие зависимостей $R^{\max}(d)$, полученных для комбинированных (кривая 1) и фазовых решеток (кривая 2) заключается в том, что значения коэффициента усиления в локальных максимумах графика $R^{\max}(d)$, рассчитанного для комбинированной решетки, возрастают с увеличением толщины кристалла: точка A_1 — $R^{\max} = 18.6 \cdot 10^{-3}$, точка A_2 — $R^{\max} = 21.7 \cdot 10^{-3}$. Это можно объяснить тем, что при выборе оптимального азимута поляризации ψ характерное для фазовых решеток уменьшение R^{\max} с увеличением толщины компенсируется за счет добавления дифракционного вклада амплитудных составляющих комбинированных решеток, который увеличивается с возрастанием d . Локальные максимумы на кривой 1 немного смещены по оси абсцисс в сторону увеличения значений d относительно точек B_1 и B_2 на кривой 2: первый максимум (точка A_1) кривой 1 достигается при $d = 4.3$ mm и соответствует углу поворота $\rho d = 95^\circ$, а второй максимум (точка A_2) расположен при $d = 12.6$ mm, для которого угол поворота ρd составляет 277° . Это обусловлено тем, что при увеличении d после точек B_1 и B_2 , соответствующих локальным максимумам R^{\max} для фазовых решеток, интенсивность обращенного пучка в случае записи комбинированных решеток поддерживается за счет дифракционного вклада их амплитудных составляющих. Поскольку при таких значениях толщины интенсивности обращенных пучков, порождаемых фазовыми и амплитудными решетками, отличаются практически в десять раз, локальные максимумы A_1 и A_2 смещены относительно точек B_1 и B_2 только на несколько миллиметров. Таким образом, при формировании в кристалле комбинированных решеток условия достижения наибольшей эффективности дифракции изменяются относительно случая записи фазовых решеток: увеличиваются оптимизированные по

азимуту поляризации значения коэффициента отражения R и изменяются значения толщины кристалла, при которых достигаются локальные максимумы графика зависимости $R^{\max}(d)$.

Локальные максимумы графика зависимости $R^{\min}(d)$, рассчитанного для комбинированных решеток (кривая 4), достигаются в точках D_1 ($d = 3.6$ mm), D_2 ($d = 8.2$ mm), D_3 ($d = 12$ mm) и D_4 ($d = 16.4$ mm). Точки D_1 и D_3 соответствуют таким значениям d , которые лежат окрестности $d = w\pi/(2\rho)$ ($w = 1, 3$), а значения толщины, при которых расположены локальные максимумы D_2 и D_4 , достаточно точно отвечают условию: $d = w\pi/(2\rho)$ ($w = 2, 4$). Наибольшее значение R^{\min} достигается в точке D_1 ($R^{\min} = 9.1 \cdot 10^{-3}$), и в интервале $0 < d \leq 20$ mm является максимально возможным, что обусловлено деструктивным действием оптической активности на интенсивность обращенного пучка, образуемого при дифракции на фазовых составляющих решеток. Остальным локальным максимумам графика зависимости $R^{\min}(d)$ соответствуют следующие значения коэффициента отражения: D_2 — $R^{\min} = 0.9 \cdot 10^{-3}$, точка D_3 — $R^{\min} = 1.6 \cdot 10^{-3}$ и точка D_4 — $R^{\min} = 3.1 \cdot 10^{-3}$. Возрастание значений R^{\min} в точках D_2 , D_3 и D_4 обусловлено увеличением дифракционного вклада амплитудных составляющих решеток. Локальные максимумы D_1 , D_2 , D_3 и D_4 достигаются при ориентации векторов напряженности электрического поля пучков 1 и 3 относительно плоскости падения под углом $\psi = 67^\circ$. Очевидно, что из-за высокого удельного вращения кристалла значения азимутов ψ_2 для точек D_1 , D_2 , D_3 и D_4 будут существенно отличаться друг от друга ввиду выполнения равенства: $\psi_2 = -\psi + \rho d$. Отметим, что полученные результаты нельзя использовать для нахождения оптимальных значений азимутов, при которых достигается наибольшая эффективность дифракции в фоторефрактивном кристалле класса симметрии $\bar{4}3m$, поскольку оптическая активность приводит к появлению комплекса поляризационных явлений при взаимодействии световых пучков на решетках в кристаллах класса симметрии 23 и изменению оптимальных условий взаимодействия относительно полупроводниковых кристаллов [26].

Рассмотрим физический механизм дифракции световых пучков на фазовых решетках при ЧВВ в кристалле класса симметрии 23 среза (001) в случае выполнения условия $d = w\pi/(2\rho)$ ($w = 1, 2, \dots$). Для такой голографической конфигурации наибольший дифракционный вклад при формировании обращенного пучка среди фазовых составляющих решеток 14, 24 и 34 вносит отражательная решетка 14, волновой вектор которой направлен вдоль кристаллографического направления [001]. Из решения уравнений нормалей Френеля следует, что при записи такой решетки кристалл BSO становится оптически анизотропным, главным осям сечения оптической индикатрисы которого соответствуют показатели преломления $n_{1,2} = n_0 \pm \Delta n$, где $\Delta n = n_0^3 r_{41} E_{sc} / 2$, где $n_{1,2}$ — показатели преломления собственных волн [26].

Возникающие в кристалле дифрагированные волны поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях и сдвинуты по фазе на π . При поляризации вдоль одной из главных осей сечения обращенный пучок будет усиливаться за счет когерентного сложения с дифрагированной волной, а при поляризации вдоль второй главной оси — ослабляться [26]. При выполнении условия $d = w\pi/(2\rho)$ ($w = 1, 3$) угол поворота плоскости поляризации световых пучков составляет 90° ($w = 1$) и 270° ($w = 3$). Это означает, что при таких значениях d в случае оптимального выбора азимута ψ векторы напряженности электрических полей пучков максимально большую часть пути при прохождении кристалла будут ориентированы ближе к главной оси, вдоль которой обращенный пучок будет усиливаться, в результате чего достигается наибольший коэффициент отражения. Это является основной причиной расположения всех локальных максимумов на рис. 2 в окрестности $d = \pi/(2\rho)$ (4.1 mm) и $d = 3\pi/(2\rho)$ (12.3 mm) за исключением точек D_1, D_2 , для которых существование локального максимума обусловлено дифракционным вкладом амплитудной составляющей решетки. При $w = 2, 4$ углы поворота плоскостей поляризации световых пучков составляют 180° ($w = 2$) и 360° ($w = 4$). Это означает, что при любом значении азимута ψ векторы напряженности электрических полей пучков при прохождении кристалла половину пути будут ориентированы ближе к главной оси, вдоль которой происходит когерентное сложение обращенного пучка с дифрагированной волной, а половину пути — ближе к главной оси, вдоль которой обращенный пучок и дифрагированная волна вычитаются. В результате эффективность дифракции на фазовой составляющей решетки близка к нулю. Этим и объясняется, что при $d = \pi/\rho$ (8.2 mm) и $d = 2\pi/\rho$ (16.4 mm) дифракционный вклад фазовых составляющих комбинированных решеток относительно мал.

Если сравнивать зависимости $R^{\min}(d)$ (кривые 3 и 4) и $R(d)$ (кривая 5), то можно видеть, что в интервалах $0 \leq d \leq 7.1$ mm и 10 mm $< d \leq 13.7$ mm наибольшие значения R^{\min} достигаются при условии формирования в кристалле фазовых решеток. В интервалах 7.1 mm $< d \leq 10$ mm, 13.7 mm $< d \leq 16.2$ mm и 17 mm $< d \leq 20$ mm коэффициент усиления амплитудных решеток превышает значения R^{\min} , соответствующие фазовым и комбинированным решеткам. При $d = \pi/(2\rho)$ дифракционный вклад фазовых составляющих решеток приблизительно равен нулю и R^{\min} для комбинированных решеток совпадает с коэффициентом усиления амплитудных решеток ($R^{\min} = R$). В интервале 16.2 mm $< d \leq 17$ mm наибольшие значения коэффициента усиления достигаются при записи в кристалле BSO комбинированных решеток.

Как видно из рис. 2, в случае записи в кристалле BSO фазовых или комбинированных решеток значения коэффициента отражения могут изменяться в достаточно широких пределах. В связи с этим рассмотрим вопрос о нахождении оптимальных значений азимутов

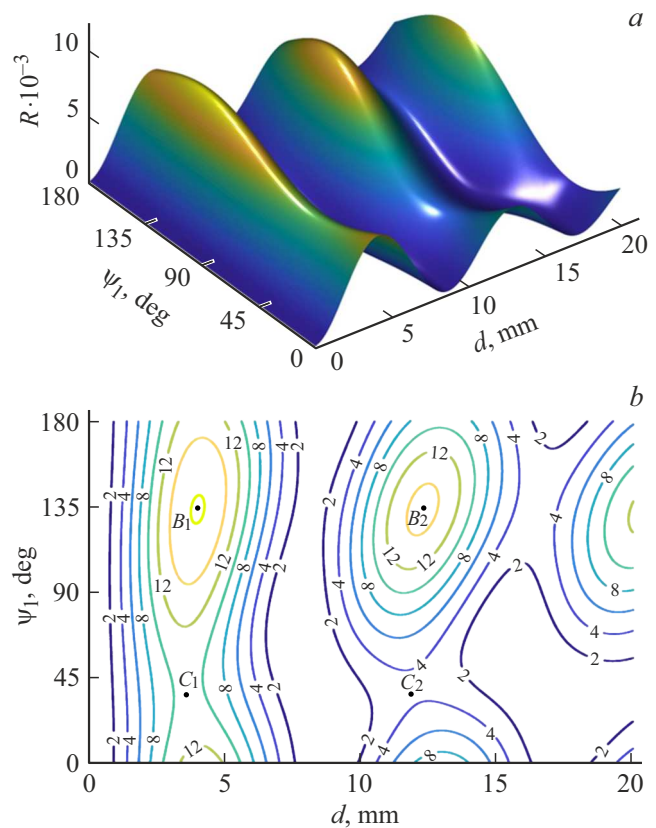


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения от азимута поляризации ψ и толщины d , рассчитанная для фазовых решеток 14, 24, 34 с пространственными сдвигами $\delta_{14} = \delta_{24} = \delta_{34} = \pi/2$ и представленная в виде поверхности (a) и контурного графика (b).

поляризации ψ , при которых реализуется режим наибольшей эффективности ОВФ. На рис. 3 и 4 представлены графики зависимостей $R(d, \psi)$, рассчитанные для фазовых (рис. 3) и комбинированных решеток (рис. 4), которые представляют собой волнообразные поверхности с выраженными максимумами. Наибольшие значения коэффициента усиления для фазовых решеток, которые на графике $R^{\max}(d)$ (рис. 2) отмечены точками B_1 и B_2 , достигаются при $\psi = 135^\circ$. Такой азимут поляризации соответствует ориентации векторов напряженности накачивающего и сигнального световых пучков на входе в кристалл вдоль кристаллографического направления вида $\langle 110 \rangle$. Локальные максимумы зависимости $R^{\min}(d)$, обозначенные на поверхности $R(d, \psi)$ точками C_1 и C_2 , расположены при $\psi = 40^\circ$. В случае записи в кристалле комбинированных решеток положение локальных максимумов поверхности $R(d, \psi)$, соответствующих точкам A_1 и A_2 , изменяется на 27° по координате ψ и составляет 162° . Аналогичное изменение в значениях ψ имеет место и для локальных максимумов зависимости $R^{\min}(d)$, изображенной на рис. 2, поскольку точки D_1, D_2, D_3 и D_4 приблизительно соответствуют $\psi = 67^\circ$ (рис. 4, b) Таким образом, разность в значениях азимутов

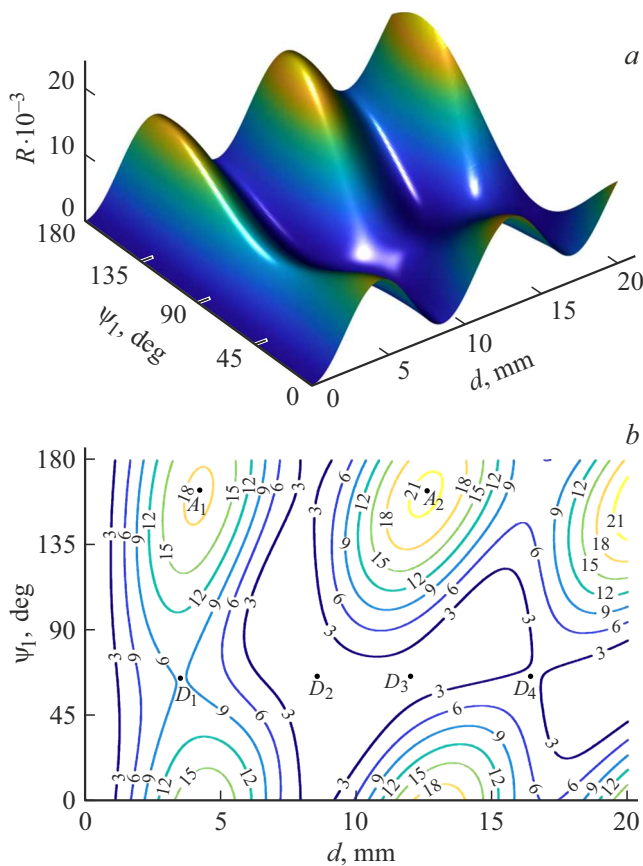


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения от азимута поляризации ψ и толщины d , рассчитанная для комбинированных решеток 14, 24, 34 с пространственными сдвигами $\delta_{14} = \delta_{24} = \delta_{34} = \pi/2$ и представленная в виде поверхности (a) и контурного графика (b).

поляризации, при которых достигаются локальные максимумы зависимостей $R^{\max}(d)$ и $R^{\min}(d)$, полученных для фазовых и комбинированных решеток, составляет 27° . Это может быть обусловлено особенностями дифракции световых пучков на фазовых и амплитудных решетках в оптически активной среде. Формируемые в кристалле BSO среза (001) фазовые решетки являются оптически анизотропными, и эффективность дифракции зависит от начальных значений азимутов поляризации подающихся световых пучков (см., например, [28]), а амплитудные решетки являются оптически изотропными, и вращение плоскости поляризации световых пучков существенно не влияет на коэффициент отражения. При ЧВВ на комбинированных голограммах происходит одновременная дифракция световых пучков на оптически изотропных и анизотропных решетках, что приводит к трансформации поверхности $R(\psi, d)$ и изменению оптимальных значений азимута поляризации ψ .

Взаимный пространственный сдвиг записываемых в кристалле фоторефрактивных решеток является ключевым фактором, определяющим возникновение „положительной обратной связи“ и эффективность ОВФ [3]. Для

изучения закономерностей влияния пространственного сдвига на зависимость коэффициента отражения от толщины d и азимута поляризации ψ рассмотрим частный случай, когда параметр δ_{34} изменяется с $\pi/2$ на $-\pi/2$. Подобная задача для фазовых решеток в кристалле BSO была достаточно подробно рассмотрена в [18]. Как видно из сравнения рис. 2 и 5, изменение параметра δ_{34} на π при любом значении толщины в интервале $0 < d \leq 20$ мм приводит к уменьшению практически в два раза значений R^{\max} для фазовых и комбинированных решеток. Например, для комбинированных решеток достигаемые при $\delta_{34} = \pi/2$ в точках A_1, A_2 значения R^{\max} уменьшаются на $9.7 \cdot 10^{-3}$, которые для $\delta_{34} = -\pi/2$, соответственно, равняются $R^{\max} = 8.8 \cdot 10^{-3}$ (точка E_1) и $R^{\max} = 12 \cdot 10^{-3}$ (точка E_2). Для фазовых решеток разность между значениями R^{\max} в локальных максимумах B_1, B_2 на рис. 2 и F_1, F_2 на рис. 5 приблизительно равна $7.9 \cdot 10^{-3}$. Уменьшение оптимизированных по азимуту поляризации значений коэффициента отражения при изменении знака пространственного сдвига δ_{34} свидетельствует об изменении режима дифракции пучков на вторичных решетках, что приводит к вычитанию дифракционных вкладов решеток 14, 24 и 34.

Уменьшение дифракционного вклада фазовых составляющих решеток при изменении знака пространственного сдвига δ_{34} на противоположный приводит также и к изменению значений коэффициента усиления в локальных максимумах зависимости $R^{\min}(d)$ (рис. 2 и 5). При $d = \pi/(2\rho)$ значение R^{\min} уменьшается более чем в три раза до $2.9 \cdot 10^{-3}$ (точка H_1), а при $d = 3\pi/(2\rho)$ интенсивность обращенного пучка практически равна нулю. Вместе с тем в окрестности $d = w\pi/(2\rho)$ ($w = 2, 4$)

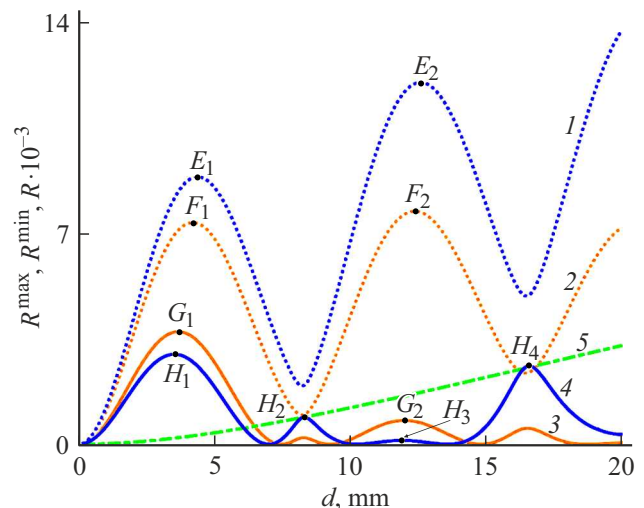


Рис. 5. Огибающие максимальных (кривые 1 и 2) и минимальных (кривые 3 и 4) значений коэффициента отражения, рассчитанные для фазовых (кривые 2 и 3) и комбинированных (кривые 1 и 4) решеток 14, 24, 34 с пространственными сдвигами $\delta_{14} = \delta_{24} = \pi/2, \delta_{34} = -\pi/2$; зависимость коэффициента отражения R от толщины d (кривая 5), рассчитанная для несмещенных амплитудных решеток 14, 24, 34.

значения R^{\min} в точках D_2, H_2 и D_4, H_4 приблизительно равны. Из сравнения кривых 3–5 на рис. 5 видно, что в интервале $0 \leq d \leq 6.4$ mm наибольшие R^{\min} достигаются при записи фазовых решеток, а для остальных значений толщины — амплитудных решеток.

Из сопоставления рис. 3, 4 с рис. 6, 7 следует, что при изменении знака фазового сдвига δ_{34} на противоположный происходит смещение локальных максимумов графиков зависимостей $R^{\max}(d, \psi)$ по значениям азимута поляризации приблизительно на 90° . В случае записи фазовых решеток при $\delta_{34} = -\pi/2$ наибольшие значения коэффициента отражения достигаются при азимуте 45° (точки F_1 и F_2 на рис. 6, *b*), который отличается на Δ от значения ψ , соответствующего точкам B_1 и B_2 на рис. 3, *b*. При записи комбинированных решеток наблюдается аналогичная ситуация: наибольшие значения коэффициента отражения, достигавшиеся при $\delta_{34} = \pi/2$ для азимута поляризации $\psi = 162^\circ$ (точки A_1 и A_2 на рис. 4, *b*), при $\delta_{34} = -\pi/2$ соответствуют $\psi = 72^\circ$ (точки E_1 и E_2 на рис. 7, *b*). Азимуты поляризации, соответствующие локальным максимумам зависимости $R^{\min}(d)$, также изменяются на 90° как для фазовых, так и для комбинированных решеток.

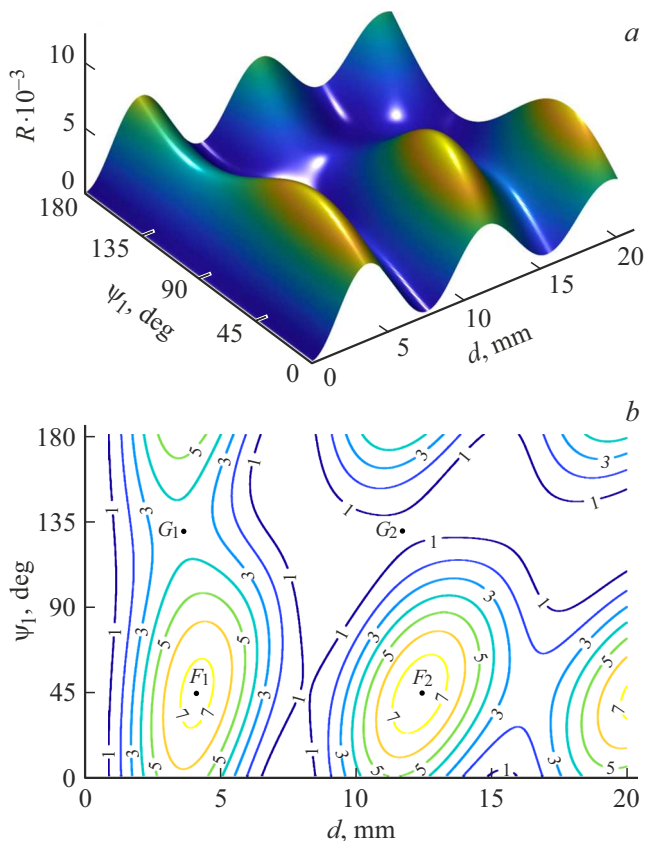


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения от азимута поляризации ψ и толщины d , рассчитанная для комбинированных решеток 14, 24, 34 с пространственными сдвигами $\delta_{14} = \delta_{24} = \pi/2, \delta_{34} = -\pi/2$ и представленная в виде поверхности (*a*) и контурного графика (*b*).

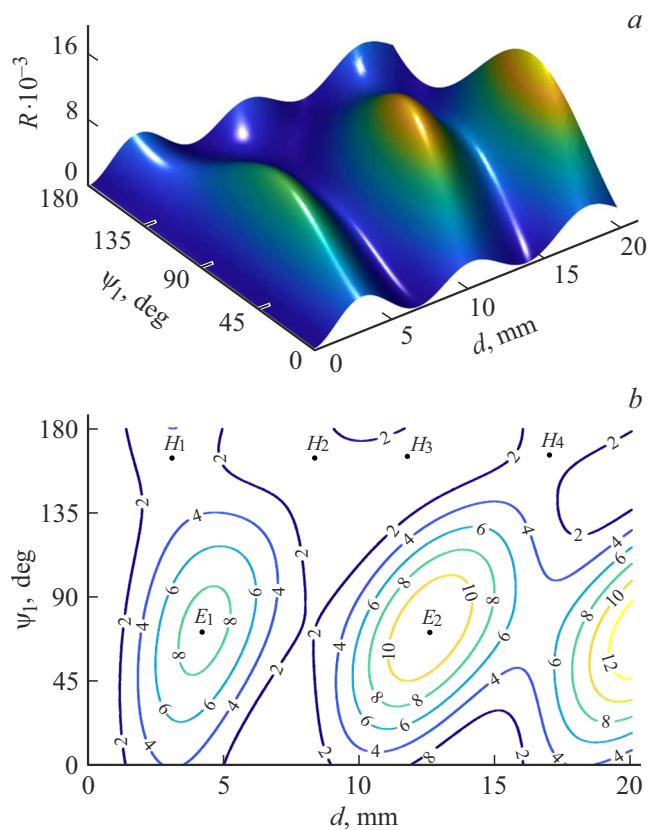


Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения от азимута поляризации ψ и толщины d , рассчитанная для комбинированных решеток 14, 24, 34 с пространственными сдвигами $\delta_{14} = \delta_{24} = \pi/2, \delta_{34} = -\pi/2$ и представленная в виде поверхности (*a*), и контурного графика (*b*).

Заключение

Получена система уравнений связанных волн, пригодная для нахождения векторных амплитуд линейно поляризованных световых пучков при встречном вырожденном ЧВВ в кубическом фоторефрактивном кристалле. Отличительной особенностью полученной математической модели от ранее известных является учет фазо-амплитудной структуры записываемых в нелинейной среде голографических решеток. При выводе уравнений предполагалось, что в результате взаимодействия накачивающих и сигнального пучков в кристалле формируются три первичные комбинированные решетки, а при интерференции этих пучков с обращенным пучком происходит вторичная запись трех комбинированных решеток. Для изучения условий достижения наибольшей эффективности дифракции при ЧВВ в теоретической модели допускалось, что пространственные сдвиги комбинированных решеток относительно соответствующих интерференционных картин имеют произвольные значения.

Эффективность дифракции при ЧВВ в кубическом фоторефрактивном кристалле зависит от структуры

записываемых динамических решеток и может быть увеличена за счет соответствующего выбора толщины кристалла и входного азимута поляризации световых пучков. В случае оптимального выбора азимута поляризации при любом значении толщины в интервале $0 < d \leq 20$ мкм достигаемый для комбинированных решеток коэффициент отражения будет больше, чем для фазовых решеток. Для остальных значений азимута поляризации дифракционные вклады фазовых и амплитудных составляющих комбинированной решетки могут вычитаться, и достигаемый для нее коэффициент отражения будет меньше, чем для фазовой решетки. Если толщина кристалла находится в окрестности $d = w\pi/\rho$ ($w = 1, 3, \dots$), то при любом азимуте поляризации дифракционный вклад фазовой составляющей решетки практически равен нулю и интенсивность отраженного пучка определяется эффективностью дифракции на ее амплитудной составляющей. Значения толщины кристалла, которым соответствуют локальные максимумы зависимости оптимизированных по азимуту поляризации значений коэффициента отражения, для комбинированных и фазовых решеток приблизительно равны друг другу. При этом значения азимута поляризации, для которых достигаются максимальные значения интенсивности отраженного пучка для комбинированных и фазовых решеток, отличаются на 27° , что обусловлено дифракционным вкладом амплитудной составляющей комбинированной решетки.

Значения толщины кристалла и входного азимута поляризации световых пучков, при которых достигаются наибольшие значения коэффициента отражения R^{\max} , зависят от величины пространственного сдвига фазовых и комбинированных решеток относительно наведенной в кристалле интерференционной картины. На примере отражательной решетки 34 показано, что изменение пространственного сдвига с $\pi/2$ на $-\pi/2$ может приводить к практически двукратному уменьшению значений в локальных максимумах зависимости значений коэффициента отражения, оптимизированных по азимуту поляризации световых пучков. При этом как для комбинированных, так и для фазовых решеток значения азимутов поляризации, при которых достигаются максимальная интенсивность отраженного пучка, изменяются на 90° .

Полученные результаты могут найти применение при выборе условий голографического эксперимента (толщина кристалла, поляризация световых пучков, ориентация волновых векторов голографических решеток относительно кристаллографических осей регистрирующей среды) для повышения эффективности дифракции в устройствах, где используются фоторефрактивные кристаллы.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (договор от 22.03.2021 №1410/2021) в рамках Государственной

программы научных исследований №6 „Фотоника и электроника для инноваций“ на 2021–2025 гг. (задание 1.01.14).

Благодарность

Выражаю благодарность рецензентам за вдумчивое и внимательное прочтение рукописи статьи, а также за полезные замечания, что способствовало существенному повышению научного уровня и содержательности работы.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Montemezzani, M. Zgonik. Phys. Rev. E, **55** (1), 1035 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevE.55.1035
- [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] С.Г. Одулов, М.С. Соскин, А.И. Хижняк. *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смешении* (Наука, М., 1990)
- [4] P.M. Petersen, P.M. Johansen. Opt. Lett., **13** (1), 45 (1988). DOI: 10.1364/OL.13.000045
- [5] Y. Ding, H.J. Eichler Opt. Comm., **110**, 456 (1994). DOI: 10.1016/0030-4018(94)90449-9
- [6] S.I. Stepanov, V.M. Petrov. Opt. Comm., **53**, 64 (1985). DOI: 10.1016/0030-4018(85)90263-9
- [7] A. Erdmann, R. Kowarschik. IEEE J. Quant. Electron., **24** (2), 155 (1988). DOI: 10.1109/3.109
- [8] В.В. Шепелевич. ЖПС, **78** (4), 493 (2011). [V.V. Shepelevich. J. Appl. Spectr., **78** (4), 461 (2011). DOI: 10.1007/s10812-011-9487-9]
- [9] Б.И. Степанов, Е.В. Ивакин, А.С. Рубанов. ДАН СССР, **196** (3), 567 (1971).
- [10] И.Г. Даденков, А.Л. Толстик, Ю.И. Миксюк, К.А. Саечников. Опт. и спектр., **128** (9), 1290 (2020). DOI: 10.21883/OS.2020.09.49867.90-20 [I.G. Dadenkov, A.L. Tolstik, Yu.I. Miksyuk, K.A. Saechnikov. Opt. Spectr., **128** (9), 1401 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X20090052]
- [11] А.Л. Толстик, Е.В. Ивакин, И.Г. Даденков. ЖПС, **90** (2), 316 (2023). DOI: 10.47612/0514-7506-2023-90-2-316-323 [A.L. Tolstik, E.V. Ivakin, I.G. Dadenkov. J. Appl. Spectr., **90**, 407 (2023). DOI: 10.1007/s10812-023-01547-1]
- [12] С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов. *Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах* (ТУСУР, Томск, 2012)
- [13] Р.В. Литвинов, С.А. Полковников, С.М. Шандаров. Квант. электрон., **31** (2), 167 (2001). [R.V. Litvinov, S.I. Polkovnikov, S.M. Shandarov. Quant. Electron., **31** (2), 167 (2001). DOI:10.1070/QE2001v031n02ABEH001911]
- [14] 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]

- [15] М.А. Брюшинин, В.В. Куликов, И.А. Соколов, Е.Н. Савченков, Н.И. Буримов, С.М. Шандаров, А.Р. Ахматханов, М.А. Чувакова, В.Я. Шур. *ФТТ*, **65** (2), 207 (2023). DOI: 10.21883/FTT.2023.02.54291.519 [M.A. Bryushinin, V.V. Kulikov, I.A. Sokolov, E.N. Savchenkov, N.I. Burimov, S.M. Shandarov, A.R. Akhmatkhanov, M.A. Chuvakova, V.Ya. Shur. *Phys. Solid State*, **65** (2), 200 (2023). DOI: 10.21883/PSS.2023.02.55400.519]
- [16] Р.И. Анисимов, А.С. Темерева, А.А. Колмаков, С.М. Шандаров. *Опт. и спектр.*, **131** (10), 1365 (2023). DOI: 10.61011/OS.2023.10.56888.5480-23 [R.I. Anisimov, A.S. Temereva, A.A. Kolmakov, S.M. Shandarov. *Opt. Spectr.*, **131** (10), 1298 (2023). DOI: 10.61011/EOS.2023.10.57759.5480-23]
- [17] В.М. Петров, А.В. Шамрай. *Интерференция и дифракция для информационной фотоники* (Лань, СПб., 2019)
- [18] 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).]
- [19] В.Н. Навныко. *Опт. и спектр.*, **130** (3), 387 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.03.52167.2936-21 [V.N. Naunya. *Opt. Spectr.*, **130** (3), 324 (2022). DOI: 10.21883/EOS.2022.03.53557.2936-21]
- [20] С.И. Степанов, М.П. Петров, М.В. Красинькова. *ЖТФ*, **54** (6), 1223 (1984).
- [21] В.И. Бурков, Ю.Ф. Каргин, В.А. Кизель, В.И. Ситникова, В.М. Скориков. *Письма в ЖЭТФ*, **38** (7), 326 (1988).
- [22] С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатков. *Опт. и спектр.*, **70** (5), 1068 (1991). [S.M. Shandarov, V.V. Shepelevich, N.D. Khatkov. *Opt. Spectrosc.*, **70** (5), 627 (1991).]
- [23] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (Наука, СПб., 1992)
- [24] К.С. Александров, В.С. Бондаренко, М.П. Зайцева, Б.П. Сорокин, Ю.И. Кокорин, В.М. Зражевский, Б.В. Соболев. *ФТТ*, **26** (12), 3603 (1984).
- [25] Г.А. Бабонас, А.А. Реза, Е.И. Леонов, В.И. Шандарис. *ЖТФ*, **55** (6), 1203 (1985).
- [26] S. Mallick, M. Miteva, L. Nikolova. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14** (5), 1179 (1997). DOI: 10.1364/JOSAB.14.001179
- [27] Y.H. Ja. *Opt. Quant. Electron.*, **15**, 539 (1983). DOI: 10.1007/bf00620022
- [28] В.Н. Навныко, В.В. Шепелевич. *Письма в ЖТФ*, **33** (17), 16 (2007). [V.N. Naunya, V.V. Shepelevich. *Tech. Phys. Lett.*, **99** (9), 726 (2007). DOI: 10.1134/S1063785007090039]