

Определение оптимальной пространственной ориентации фоторефрактивного кристалла GaAs при встречном четырехволновом взаимодействии

© В.Н. Навыко

Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина,
Мозырь, Республика Беларусь

e-mail: valnav@inbox.ru

Поступила в редакцию 05.01.2025 г.

В окончательной редакции 21.02.2025 г.

Принята к публикации 21.02.2025 г.

Теоретически исследована зависимость коэффициента отражения при встречном четырехвольновом взаимодействии в фоторефрактивном полупроводнике GaAs от его пространственной ориентации. Для расчетов использовались уравнения связанных волн, при составлении которых допускалось, что в кристалле формируются вторичные комбинированные голограммические решетки с фазово-амплитудной структурой. В теоретической модели учитывался совместный вклад линейного электрооптического, photoупругого, обратного пьезоэлектрического эффектов, а также естественное поглощение регистрирующей среды. Установлено, что при использовании полупроводника GaAs максимальная эффективность дифракции при встречном четырехвольновом взаимодействии достигается в случае, когда нормаль к плоскости среза кристалла ориентирована вдоль одного из направлений $\langle 234 \rangle$. В случае, когда нормаль к плоскости среза направлена вдоль $\langle 112 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, коэффициент отражения может достигать соответственно 90% и 80% от максимально возможной величины.

Ключевые слова: четырехвольновое взаимодействие, обращение волнового фронта, фоторефрактивный кристалл, коэффициент отражения, уравнения связанных волн.

DOI: 10.61011/OS.2025.11.62168.7524-25

Введение

Фоторефрактивные кристаллы (ФРК) широко используются в качестве светочувствительных регистрирующих элементов при создании голограммических интерферометров, фильтров оптического излучения, систем голограммической памяти и оптических модуляторов [1]. Изучение особенностей распространения и взаимодействия фоторефрактивных оптических пространственных солитонов продемонстрировало перспективность использования ФРК при разработке современных оптических сетей и волноводов [2]. В недавних публикациях [3–5] показана принципиальная возможность использования ФРК при разработке систем искусственного интеллекта и машинного обучения. Авторами в [3] представлен прототип фотонной фоторефрактивной коммутационной матрицы, предназначенный для обучения нейронной сети. Экспериментально подтверждена штатная работа фоторефрактивных компонентов матрицы и успешная передача сигналов через оптический процессор. В [4,5] показано, что солитонные фоторефрактивные нейронные сети, имитирующие функциональное поведение биологической нервной ткани, потенциально могут применяться для побитового запоминания и распознавания информации. Нейронная сеть изменяется и адаптируется к входящим сигналам, запоминая и распознавая их за счет фоторефрактивной нелинейности, которая

функционально используется как аналог биологической нейропластичности. С современными достижениями в области исследований закономерностей дифракции и взаимодействия световых волн на динамических фоторефрактивных решетках, а также технологическими возможностями использования ФРК в оптических приложениях можно ознакомиться в [6,7].

Открытие обращения волнового фронта при четырехвольновом взаимодействии (ЧВВ) в динамической среде, которое описано в пионерской работе [8], привело к разработке новых методов управления пространственной структурой световых пучков, оптической обработки и записи информации (см., например, [9]). Использование ФРК в качестве динамической регистрирующей среды при обращении волнового фронта стимулировало создание лазеров на динамических решетках, которые допускают тонкую перестройку частоты излучения при генерации [10]. В настоящее время рядом научных групп продолжаются исследования закономерностей ЧВВ на динамических фоторефрактивных решетках. Особенности теоретического моделирования энергетического обмена между световыми волнами при вырожденном ЧВВ в фоторефрактивной регистрирующей среде изучены в [11]. Авторами исследуются границы применимости приближения неистощимой накачки при анализе особенностей обращения волнового фронта в ФРК методом малых возмущений. В работе [12] авторами изучается

возможность подавления турбулентности для когерентных оптических каналов в свободном пространстве за счет использования эффекта фазового сопряжения при вырожденном ЧВВ. Продемонстрирована возможность автоматического подавления турбулентности в когерентной линии при реализации самонакачивающегося фазового сопряжения в ФРК. Авторами [13] изучаются способы замедления оптических импульсов за счет нелинейной дисперсии при невырожденном по частоте ЧВВ в полупроводнике CdTe. Показано, что конфигурация голограммической установки может быть настроена таким образом, что возникающая при ЧВВ фазово-сопряженная волна будет замедляться, а прошедшая волна — ускоряться.

Полупроводник GaAs является одним из широко используемых в оптических приложениях фоторефрактивных материалов, поскольку ему характерна высокая скорость голограммической записи и близкая к теоретическому пределу голограммическая чувствительность [14]. Привлекательность такого ФРК обусловлена возможностью перехода в инфракрасный диапазон спектра при его использовании в качестве нелинейной регистрирующей среды. Нахождению экстремальных направлений волнового вектора фазовой голограммической решетки (далее — решетки) в кристаллографической системе координат, вдоль которых амплитуда модуляции показателя преломления кристалла GaAs достигает наибольших значений, посвящена работа [15]. Показано, что среди кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и $\langle 112 \rangle$ наиболее близкое к теоретическому максимуму значение модуляции показателя преломления кристалла GaAs может быть достигнуто при ориентации волнового вектора решетки вдоль направления $\langle 110 \rangle$. Однако, как показано в ранней работе [16], для кристалла GaAs характерна запись комбинированных (фазово-амплитудных) решеток, у которых наличие фазовых компонент обусловлено модуляцией диэлектрической проницаемости регистрирующей среды, а наличие амплитудных компонент — модуляцией нелинейного поглощения при появлении в ФРК электрического поля пространственно разделенных зарядов. В [17] показано, что наряду с фазовой компонентой дополнительный учет амплитудной составляющей формирующихся в кристалле GaAs комбинированных решеток приводит к лучшему согласованию результатов теоретических расчетов ориентационной зависимости коэффициента отражения с экспериментальными данными. Вопросы нахождения оптимальных условий при ЧВВ на фазовых решетках в полупроводнике GaAs частично рассматривались в [18]. В работе теоретически проанализирована зависимость коэффициента отражения от ориентационного угла кристалла и его толщины для случая, когда накачивающие и сигнальная волны имеют p - или s -поляризации. Показано, что в отсутствие оптической активности при фиксированных азимутах поляризаций световых волн оптимальные значения ориентационного угла, для которых достигается наибольший коэффици-

ент отражения при ЧВВ, остаются постоянными, если толщина кристалла не превышает 8 mm. Полученные в [18] результаты справедливы только в частном случае, поскольку в работе анализировался кристалл GaAs с фиксированной плоскостью среза и не рассматривался вопрос о нахождении оптимальных значений азимутов поляризаций световых волн, при которых обращенная волна имеет максимальную интенсивность.

При решении задачи об определении наиболее выгодных параметров голограммической установки по обращению волнового фронта в ФРК, при которых эффективность дифракции на динамических решетках будет максимальной, в первую очередь следует найти оптимальную пространственную ориентацию кристалла. В случае неудачного выбора пространственной ориентации кристалла амплитудные изменения показателя преломления и коэффициента поглощения комбинированной решетки примут близкие к нулю значения, и эффективность дифракции будет минимальной независимо от величины остальных параметров голограммической установки (например, толщина и ориентационный угол кристалла, азимуты поляризации и отношение интенсивностей световых волн, значения углов Брэгга и др.), что следует, например, из [19,20]. При выборе оптимальной пространственной ориентации кристалла посредством изменения параметров голограммической установки далее уже можно управлять эффективностью дифракции на динамических решетках, изменяя ее от нуля до максимально возможной. Поскольку в ФРК класса симметрии $\bar{4}3m$ условия дифракции практически не зависят от толщины кристалла ввиду отсутствия оптической активности, длину оптического взаимодействия световых волн можно не учитывать при нахождении оптимальных условий ЧВВ для такого класса нелинейных сред. В дальнейшем среди основных параметров голограммической установки ограничимся рассмотрением влияния ориентационного угла кристалла и азимутов поляризации волн на коэффициент отражения при ЧВВ, так как эффективность дифракции на решетках в кубических ФРК очень чувствительна к выбору их значений [21,22].

Задача о нахождении оптимальных пространственных ориентаций фоторефрактивного полупроводника GaAs относительно плоскости падения, для которых достигается наибольшая эффективность дифракции при ЧВВ, а также определение соответствующих таким ориентациям значений коэффициента отражения к настоящему времени, насколько нам известно, не рассматривалась. В большинстве исследований изучаются частные голограммические конфигурации или не учитывается фазово-амплитудная структура формируемых в таком кристалле решеток. Решение такой задачи было бы весьма полезным с точки зрения повышения эффективности использования полупроводников GaAs в оптических приложениях за счет оптимальной настройки голограммической установки.

Целью настоящего исследования является определение максимальных значений коэффициента отраже-

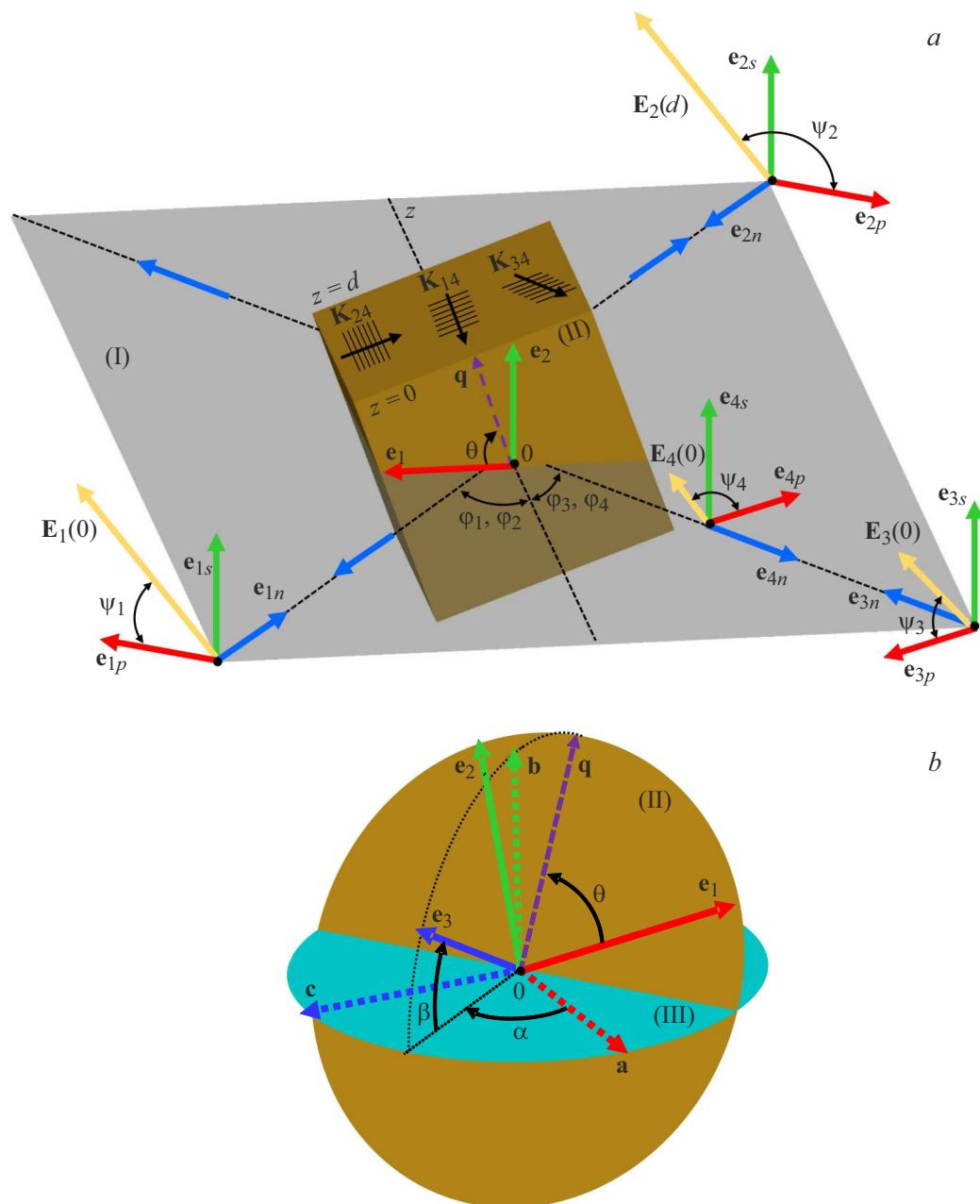


Рис. 1. Геометрическая схема встречного ЧВВ взаимодействия в фотопрерывательном кристалле (a); определение взаимной ориентации кристаллографической и лабораторной систем координат через углы α , β и θ (b).

ния при встречном вырожденном по частоте ЧВВ на комбинированных решетках в фотопрерывательном полупроводнике GaAs и нахождение соответствующих пространственных ориентаций кристалла относительно плоскости падения голограммической установки. В теоретической модели будет учтено совместное действие линейного электрооптического, фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов, а также естественное поглощение кристалла и изменение интенсивности световых волн при их самодифракции на записываемых решетках. В работе будет также проведен сравнительный анализ между оптимизированными по ориентацион-

ному углу кристалла и азимутам линейной поляризации световых волн значениями коэффициента отражения, рассчитанными для кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и $\langle 112 \rangle$.

Схема четырехвольнового взаимодействия и методика решения задачи

Рассмотрим представленную на рис. 1, a геометрическую схему вырожденного встречного ЧВВ в фото-

рефрактивном полупроводнике GaAs. Линейно поляризованные накачивающие 1, 2 и сигнальная 3 световые волны вызывают первоначальную запись в кристалле одной пропускающей и двух отражательных решеток. В результате рассеяния световых волн на первичных решетках образуется обращенная волна 4, которая является фазово-сопряженной относительно сигнальной волны 3. Попарная интерференция обращенной волны 4 с накачивающими 1, 2 и сигнальной 3 волнами приводит к дополнительной записи вторичных пропускающей и двух отражательных решеток. Таким образом, при встречном ЧВВ голографическая запись в ФРК происходит в два этапа, в результате которых может формироваться до шести решеток [10,14]. Для упрощения дальнейшего анализа закономерностей формирования обращенного волнового фронта ограничимся учетом дифракционных вкладов только трех вторичных решеток. Вторичная пропускающая решетка 24, которой на рис. 1, а соответствует волновой вектор \mathbf{K}_{24} , образуется в результате интерференции обращенной волны 4 с волной накачки 2. Вторичным отражательным решеткам 14 и 34, появляющимся в результате попарной интерференции обращенной волны 4 с волной накачки 1 и сигнальной волной 3, на рис. 1, а соответствуют волновые векторы \mathbf{K}_{14} и \mathbf{K}_{34} . Параллельные сплошные линии, пересекающие векторы \mathbf{K}_{14} , \mathbf{K}_{24} и \mathbf{K}_{34} , условно отображают периодически расположенные рассеивающие плоскости соответствующих решеток. Интенсивность обращенного волнового фронта является результатом энергетического обмена между световыми волнами и определяется когерентным сложением дифракционных вкладов вторичных решеток.

На рис. 1, а ортонормированные базисы (\mathbf{e}_{jp} , \mathbf{e}_{js} , \mathbf{e}_{jn}), где $j = 1, 2, 3, 4$, используются для задания систем координат, в которых определяются направления распространения и состояния поляризации световых волн. Векторы \mathbf{e}_{jp} и \mathbf{e}_{jn} лежат в плоскости падения (I), а векторы \mathbf{e}_{js} перпендикулярны ей. Вектор \mathbf{e}_{jn} совпадает по направлению с волновой нормалью j -й световой волны. Полагаем, что световые волны являются линейно поляризованными, которым соответствуют векторные амплитуды \mathbf{E}_j . Азимуты поляризации ψ_j используются для задания направления векторов \mathbf{E}_j и отсчитываются от векторов \mathbf{e}_{jp} против часовой стрелки, если смотреть навстречу соответствующим волновым нормалям световых волн. Ортонормированный базис (\mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3) жестко связан с параллельной плоскости падения (I) поверхностью голографического стола и используется для задания лабораторной системы координат. Отметим, что векторы \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 лежат в плоскости среза кристалла (II), а вектор \mathbf{e}_3 перпендикулярен этой плоскости. Единичный вектор \mathbf{q} имеет фиксированное направление в кристаллографической системе координат и фиксирован в плоскости среза кристалла (II) под ориентационным углом θ к вектору \mathbf{e}_1 . Толщина d является длиной оптического взаимодействия между световыми волнами и отсчитывается вдоль оси Oz , совпадающей по направлению с вектором \mathbf{e}_3 . Углы Брэгга φ_j отсчи-

тываются в плоскости падения (I) между осью Oz и соответствующими векторами \mathbf{e}_{jn} .

Методика задания пространственной ориентации кристаллической решетки полупроводника относительно лабораторной системы координат проиллюстрирована на рис. 1, б. Единичные векторы ортонормированного базиса (\mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c}) параллельны осям кристаллографической системы координат: $\mathbf{a} \parallel [100]$, $\mathbf{b} \parallel [010]$ и $\mathbf{c} \parallel [001]$. Плоскость (II) на рис. 1, б совпадает с плоскостью среза кристалла (II) на рис. 1, а. Плоскость (III) проходит через точку отсчета и содержит векторы \mathbf{a} и \mathbf{c} . Вектор \mathbf{q} лежит на пересечении плоскости (II) с плоскостью, которая содержит векторы \mathbf{e}_3 и \mathbf{b} . Для нахождения пространственной ориентации кристалла необходимо с использованием углов α , β и θ задать направление единичных векторов (\mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c}) в лабораторной системе координат. Углы α и β фиксируют направление вектора \mathbf{e}_3 в кристаллографической системе координат. Поскольку вектор \mathbf{e}_3 перпендикулярен поверхности (II), заданием углов α и β также определяется и плоскость среза кристалла. Ориентационный угол θ фиксирует угол поворота кристалла относительно вектора \mathbf{e}_3 (ось Oz). Например, для углов $\alpha = 90^\circ$ и $\beta = 135^\circ$ плоскость среза кристалла (II) становится параллельной (110). При этом в случае $\theta = 0^\circ$ вектор \mathbf{q} в плоскости (II) направлен противоположно вектору \mathbf{e}_2 и с увеличением ориентационного угла вращается против часовой стрелки, если смотреть навстречу вектору \mathbf{e}_3 .

Для нахождения поляризационных компонент $E_{4p}(0) = E_4(0) \cos \psi_4$ и $E_{4s}(0) = E_4(0) \sin \psi_4$ векторной амплитуды $\mathbf{E}_4(0)$ обращенной волны 4 используются приведенные в [23] уравнения связанных волн. Поскольку задача рассматривается с учетом взаимного влияния записываемых в кристалле комбинированных решеток и записывающих световых волн за счет эффекта самодифракции, при расчетах компоненты $E_{4p}(0)$ и $E_{4s}(0)$ находятся в результате численного решения уравнений связанных волн известным методом пристрелки [24]. В данном случае уравнения связанных волн представляют собой двухточечную граничную задачу с начальными условиями $E_{1p}(0) = E_1 \cos \psi_1$, $E_{1s}(0) = E_1 \sin \psi_1$, $E_{2p}(d) = E_2 \cos \psi_2$, $E_{2s}(d) = E_2 \sin \psi_2$, $E_{3p}(0) = E_3 \cos \psi_3$, $E_{3s}(0) = E_3 \sin \psi_3$, $E_{4p}(0) = E_4 \cos \psi_4$, $E_{4s}(0) = E_4 \sin \psi_4$. Аналитические выражения, используемые для нахождения изменения компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости кубического ФРК, которые возникают при записи фазовой решетки, приведены в [25]. Эффективность дифракции при обращении волнового фронта определяется через коэффициент отражения R , который равен отношению [14] $I_4(0)/I_3(0)$, где $I_3(0)$ и $I_4(0)$ — интенсивности сигнальной и обращенной волн при $z = 0$.

Для нахождения пространственных ориентаций кристалла, при которых достигается наибольшая эффективность обращения волнового фронта, необходимо исследовать зависимость оптимизированных по ориента-

ционному углу θ и азимутам поляризаций ψ_2 , ψ_2 , ψ_3 значений коэффициента отражения R^{opt} от направления вектора \mathbf{e}_3 в кристаллографической системе координат. При фиксированной ориентации вектора \mathbf{e}_3 (α , $\beta = \text{const}$) оптимизированный коэффициент отражения R^{opt} находится в результате определения наибольшей величины из массива значений коэффициента отражения, полученных при переборе физически различных значений ориентационного угла и азимутов поляризаций. При повторении такой процедуры для различных значений углов α и β каждому направлению вектора \mathbf{e}_3 в кристаллографической системе координат можно поставить в соответствие оптимизированный коэффициент отражения R^{opt} . Направления вектора \mathbf{e}_3 , для которых R^{opt} принимает максимальное значение ($R^{\text{opt}} = R^{\max}$), будут соответствовать оптимальным пространственным ориентациям кристалла при ЧВВ. Для визуализации полученных результатов в кристаллографической системе координат строится поверхность $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ [26], радиус-вектор которой пропорционален значениям R^{opt} в данном направлении вектора \mathbf{e}_3 . По определению коэффициент отражения может принимать только положительные значения, и поэтому все точки поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ окрашиваются в один цвет.

При численном решении уравнений связанных волн использовались следующие материальные параметры кристалла GaAs на длине волны $\lambda = 1064 \cdot 10^{-9}$ м: показатель преломления невозмущенного кристалла $n_0 = 3.48$ [16]; электрооптический коэффициент $r_{41} = -1.43 \cdot 10^{-12}$ м/В [16]; коэффициенты упругости $c_1 = 11.88 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_2 = 5.38 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_3 = 5.94 \cdot 10^{10}$ Н/м² [16]; коэффициенты фотоупругости $p_1 = -0.165$, $p_2 = p_3 = -0.14$, $p_4 = -0.072$ [27]; пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 0.154$ К/м² [16]. Здесь приняты следующие обозначения для ненулевых компонент тензоров линейного электрооптического (\hat{r}), фотоупругого (\hat{p}) и обратного пьезоэлектрического (\hat{e}) эффектов, а также компонент тензора упругости (\hat{c}^E): $r_{123}^S = r_{132}^S = r_{213}^S = r_{231}^S = r_{312}^S = r_{321}^S \equiv r_{41}$, $e_{123} = e_{132} = e_{213} = e_{231} = e_{312} = e_{321} \equiv e_{14}$, $c_{11}^E = c_{22}^E = c_{33}^E \equiv c_1$, $c_{12}^E = c_{13}^E = c_{23}^E = c_{21}^E = c_{31}^E = c_{32}^E \equiv c_2$, $c_{44}^E = c_{55}^E = c_{66}^E \equiv c_3$, $p_{11}^E = p_{22}^E = p_{33}^E \equiv p_1$, $p_{12}^E = p_{23}^E = p_{31}^E \equiv p_2$, $p_{13}^E = p_{21}^E = p_{32}^E \equiv p_3$, $p_{44}^E = p_{55}^E = p_{66}^E \equiv p_4$. Отметим, что для ФРК класса $\bar{4}3m$ в соответствии с правилами симметрии компоненты p_2 и p_3 равняются друг другу. Коэффициент линейного поглощения кристалла принимается равным $\alpha = 30$ м⁻¹. При расчетах фазовые компоненты комбинированных решеток относительно записывающих интерференционных картин полагаются пространственно смешенными на четверть периода, а амплитудные компоненты — несмешенными. При выборе азимутов поляризаций ψ_j руководствуемся правилом, что векторы напряженности \mathbf{E}_j при распространении волн в кристалле остаются параллельными друг другу, которое справедливо при выполнении условия $\psi_1 = \psi_2 = 180^\circ - \psi_3 = \psi$. Амплитуды напряженности электрического поля пространственно разделенных

зарядов при формировании в ФРК комбинированных решеток принимаются равными 2 кВ/см. Коэффициенты, которые используются в [23] для задания связи между волнами при их дифракции на амплитудных компонентах комбинированных решеток, берутся равными 20 м⁻¹. Угол Брэгга в кристалле при решении уравнений связанных волн принимается равным 5°.

Ввиду высокой голографической чувствительности кристалла GaAs в большинстве исследований при записи решеток использовались световые пучки с плотностями интенсивностей от нескольких десятков до сотен мВт/см² (см., например, [14, 16, 21]). Представленные в настоящей работе данные получены для такого же интервала плотностей интенсивности, причем интенсивности накачивающих волн на входе в кристалл при расчетах принимаются равными друг другу, а их отношение к начальной интенсивности сигнальной волны составляет 20 : 1. Приведенные далее результаты оптимизации не зависят от изменения интенсивностей световых волн только в случае сохранения отношений между ними. Если начальные значения интенсивностей выбраны таким образом, что принятые при расчетах отношения между ними нарушаются, то результаты работы следует пересчитывать с использованием описанной выше методики.

Результаты и их обсуждение

На рис. 2, *a* представлена поверхность $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$, иллюстрирующая график зависимости оптимизированных значений коэффициента отражения R^{opt} от пространственной ориентации кристалла GaAs, задаваемой через направление вектора \mathbf{e}_3 . На построении векторами обозначена кристаллографическая система координат: $x_1 \parallel [100]$, $x_2 \parallel [010]$, $x_3 \parallel [001]$. Тонкие сплошные линии, параллельные осям $\langle 100 \rangle$, являются дополнительным построением для отображения шкалы с делениями измеряемой физической величины. Диагональные тонкие сплошные линии, параллельные осям $\langle 111 \rangle$, используются для удобства рассмотрения внешней симметрии построенной поверхности.

Поверхность $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ представляет собой симметричную фигуру, которая может совместиться сама с собой в результате преобразований симметрии. Внешняя симметрия поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ в соответствии с принципом Неймана [26] включает полное сочетание элементов симметрии кристаллического многогранника планального класса кубической сингонии. Вдоль $\langle 100 \rangle$ направлены инверсионные оси симметрии 4-го порядка, поскольку фигура совмещается сама с собой при симметричном преобразовании, включающем поворот на 90° относительно осей и отражения в точке отсчета. Фигура совмещается при повороте на 120° относительно направленных вдоль $\langle 111 \rangle$ поворотных осей симметрии третьего порядка. Внешняя симметрия фигуры также соответствует шести плоскостям симметрии, расположенным

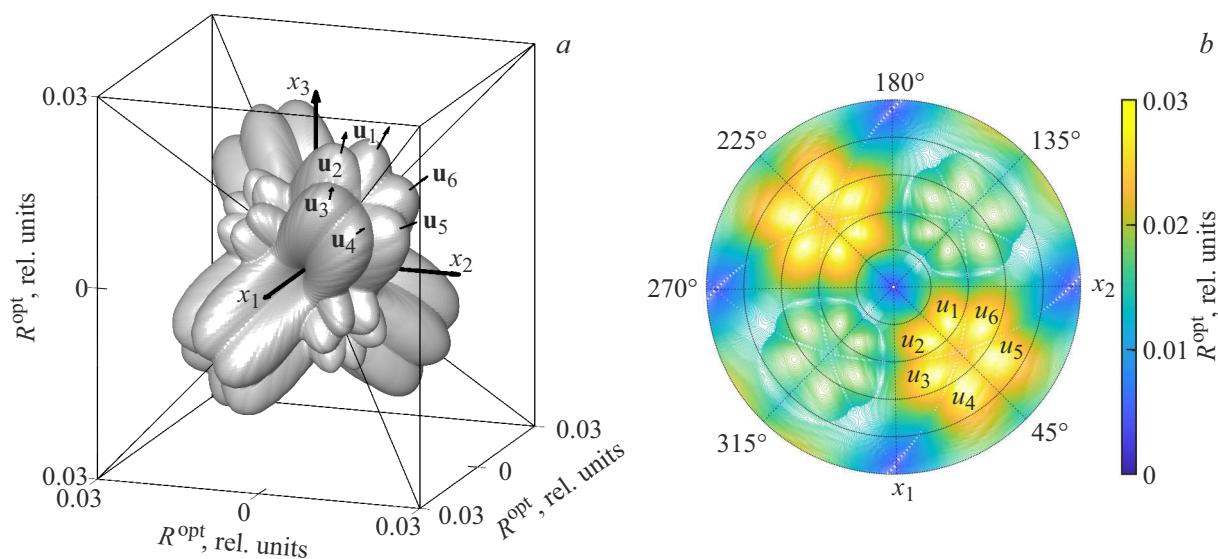


Рис. 2. Указательная поверхность графика зависимости оптимизированных значений коэффициента отражения от пространственной ориентации кристалла (а), указательная поверхность в стереографической проекции на плоскость x_1x_2 (б).

ным параллельно $\{110\}$. Описанные элементы симметрии в полной мере отвечают точечной группе симметрии кристаллического многогранника GaAs.

Как следует из рис. 2, а, экстремальные направления поверхности, для которых выполняется условие $R^{\text{opt}} = R^{\text{max}}$, являются симметрично эквивалентными и отличаются от стандартных кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и $\langle 112 \rangle$, рассматриваемых в литературе (см., например, [16, 19–21, 28]). Максимальные значения оптимизированного коэффициента отражения достигаются вдоль комплекса симметрично эквивалентных направлений $\langle 234 \rangle$. В качестве примера на рис. 2, а пучком векторов u_1 – u_6 обозначены экстремальные направления ($u_1 \parallel [234]$, $u_2 \parallel [324]$, $u_3 \parallel [423]$, $u_4 \parallel [432]$, $u_5 \parallel [342]$ и $u_6 \parallel [243]$), симметрично расположенные относительно оси $[111]$, вдоль которых оптимизированный коэффициент отражения достигает своего абсолютного максимума $R^{\text{max}} = 2.8 \cdot 10^{-2}$. Направления $\langle 234 \rangle$ являются полярными [26], поскольку отложенные вдоль таких направлений в противоположные стороны радиусы-векторы к точкам поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ имеют различные по величине модули и не совмещаются друг с другом преобразованиями симметрии. Например, вдоль направления $[234]$ достигается максимальное значение оптимизированного коэффициента отражения $R^{\text{max}} = 2.8 \cdot 10^{-2}$, а в противоположном направлении $[\bar{2}\bar{3}\bar{4}]$ параметр R^{opt} равен $2 \cdot 10^{-2}$.

Для более точного отображения симметрии рассматриваемой фигуры на рис. 2, б показана стереографическая проекция поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ на проходящую через начало кристаллографической системы координат и параллельную (001) плоскость. На построении показаны стереографические проекции векторов u_1 – u_6 и направление $[111]$. Из рис. 2, б видно, что для исследуемой

поверхности в окрестности поворотных осей третьего порядка характерно наличие комплекса из шести симметрично расположенных максимумов функции $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$, которые достигаются вдоль экстремальных направлений $\langle 234 \rangle$. При этом, как следует из рис. 2, если с одной стороны параллельной $\langle 111 \rangle$ поворотной оси симметрично расположены шесть абсолютных максимумов ($R^{\text{max}} = 2.8 \cdot 10^{-2}$), то с противоположной стороны — шесть локальных максимумов ($R^{\text{opt}} = 2 \cdot 10^{-2}$). Поскольку разность значений R^{opt} в абсолютных и локальных максимумах поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ достигает практически 25%, при настройке hologрафической установки следует учитывать несимметричность энергетического обмена между световыми волнами при изменении пространственной ориентации кристаллического образца на 180° .

Представленные на рис. 2 данные позволяют определить экстремальные направления и оценить внешнюю симметрию поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$. Однако для сравнения оптимизированных значений коэффициента отражения, которые достигаются при использовании типичных для экспериментальных исследований пространственных ориентаций кристалла GaAs ($\mathbf{e}_3 \parallel \langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$, $\langle 112 \rangle$), следует проанализировать соответствующие сечения фигуры. На рис. 3, а–6, а показаны взаимные ориентации поверхности и проходящих через начало отсчета секущих плоскостей, которые отображены в виде серых многоугольников. Форма многоугольников соответствует геометрическому месту точек секущих плоскостей, которые находятся внутри объема куба, ограниченного параллельными осями $\langle 100 \rangle$ сплошными линиями. На рис. 3, б–6, б черными сплошными линиями представлены следы соприкосновения поверхности с секущими плоскостями. Для удобства рассмотрения рисунков на них дополнительно векторами показаны

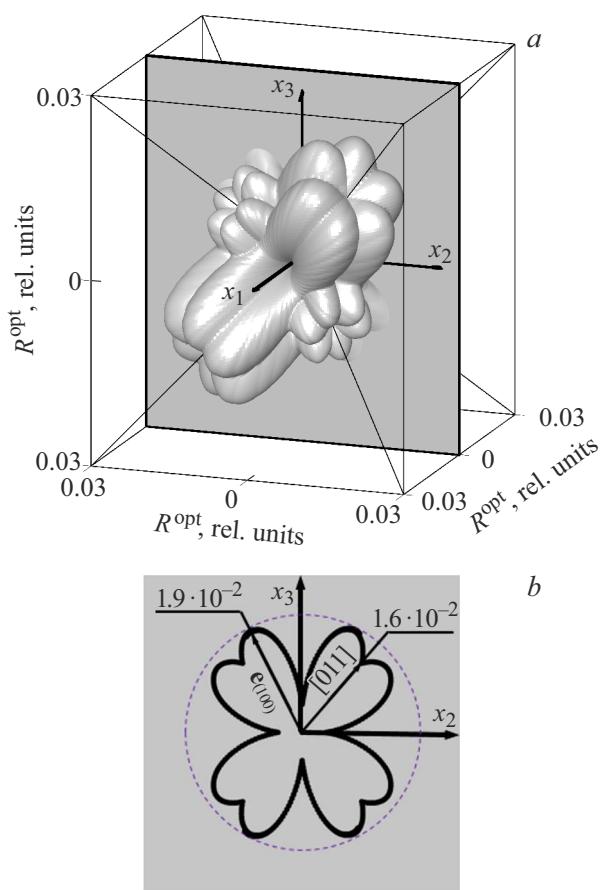


Рис. 3. Взаимное расположение указательной поверхности и параллельной (100) секущей плоскости (а), след указательной поверхности в секущей плоскости (б).

некоторые кристаллографические направления в секущей плоскости. Кроме того, с целью облегчения нахождения экстремальных направлений в секущей плоскости построены штриховые окружности, радиусы которых соответствуют точкам сечения поверхности с наибольшим значением R^{opt} . Радиус-вектор, построенный от точки отсчета к точке касания сечения поверхности с штриховой окружностью, будет являться одним из экстремальных направлений сечения.

На рис. 3 представлен след соприкосновения поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ с параллельной (100) секущей плоскостью. Рассмотрение секущей плоскости с такой пространственной ориентацией обусловлено необходимостью сравнительного анализа оптимизированных коэффициентов отражения в голографических конфигурациях, когда вектор \mathbf{e}_3 параллелен направлениям $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$. Как видно из рис. 3, б, сечение поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ представляет собой плоскую фигуру, которая совмещается сама с собой при повороте на 90° , что в соответствии с принципом Неймана объясняется перпендикулярностью секущей плоскости поворотной оси симметрии четвертого порядка. Кристаллографические направления $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ являются центрально-

симметричными, так как вдоль параллельных таким направлениям прямых достигаются одинаковые значения R^{opt} . В случае, когда плоскость среза (II) кристалла параллельна одной из плоскостей семейства $\{100\}$ ($\mathbf{e}_3 \parallel \langle 100 \rangle$), коэффициент отражения при оптимальных условиях достигает $R^{\text{opt}} = 5 \cdot 10^{-3}$. Втрое большее значение коэффициента отражения может достигнуто в случае, когда плоскость (II) параллельна $\{110\}$, поскольку при ориентации вектора \mathbf{e}_3 вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ параметр R^{opt} приблизительно равен $1.6 \cdot 10^{-2}$. Однако направления $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ не являются экстремальными — в параллельной (100) секущей плоскости существуют такие направления, вдоль которых оптимизированный коэффициент отражения достигает своего локального максимума $R^{\text{opt}} = 1.9 \cdot 10^{-2}$. Для нахождения экстремальных направлений следует провести радиусы-векторы из точки отсчета к четырем симметрично расположенным точкам касания штриховой окружности с сечением поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$. Для большей наглядности на рис. 3, б одно из таких экстремальных направлений помечено вектором $\mathbf{e}_{(100)}$, который ориентирован под углом 30° к оси x_3 .

Для сравнения значений R^{opt} , которые можно достичь вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, рассмотрим

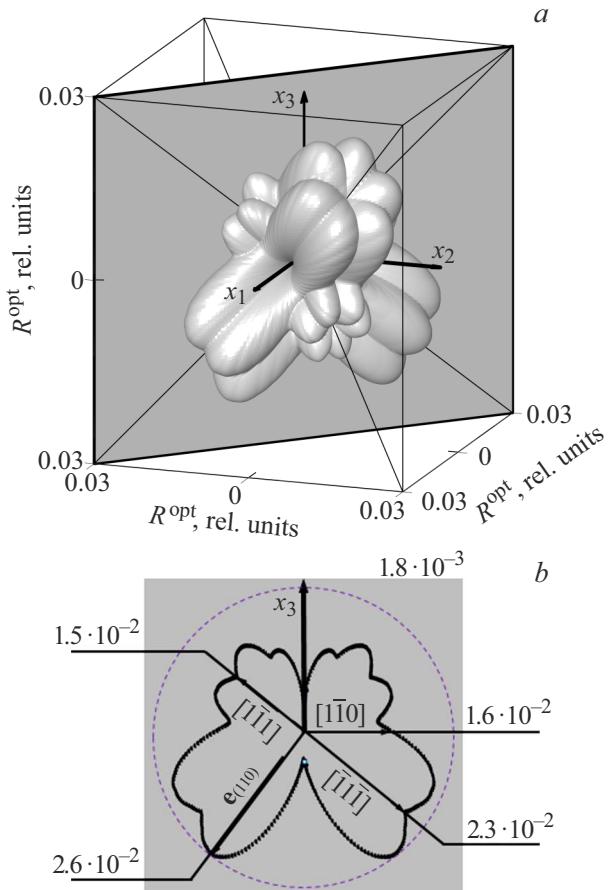


Рис. 4. Взаимное расположение указательной поверхности и параллельной (110) секущей плоскости (а), след указательной поверхности в секущей плоскости (б).

рис. 4 и 5, на которых проиллюстрированы сечения поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ плоскостями, параллельными (110) и (112). Как следует из представленных данных, если передняя грань кристалла (II) параллельна одной из комплекса симметрично эквивалентных плоскостей {111}, что соответствует случаю $\mathbf{e}_3 \parallel \langle 111 \rangle$, то при оптимальных условиях коэффициент отражения может достигать $2.3 \cdot 10^{-2}$. Это приблизительно в 4.6 и 1.35 раза больше, чем для рассмотренных ранее случаев, когда $\mathbf{e}_3 \parallel \langle 100 \rangle$ и $\mathbf{e}_3 \parallel \langle 110 \rangle$ соответственно. Следует отметить, что в отличие от $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ направления $\langle 111 \rangle$ являются полярными и ориентированные вдоль поворотных осей симметрии третьего порядка в противоположные стороны радиусы-векторы, модуль которых равняется R^{opt} , не совмещаются преобразованиями симметрии. Например, на рис. 4, b значение R^{opt} в направлении $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ составляет $2.3 \cdot 10^{-2}$, а вдоль $[1\bar{1}\bar{1}]$ — $1.5 \cdot 10^{-2}$. Ввиду симметричности поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ аналогичная разность в оптимизированных значениях коэффициента отражения достигается для направлений $[\bar{1}\bar{1}1]$ и $[11\bar{1}]$ (рис. 5, b). Направления $\langle 111 \rangle$ не являются экстремальными на рис. 4, b и 5, b — в секущих плоскостях существуют та-

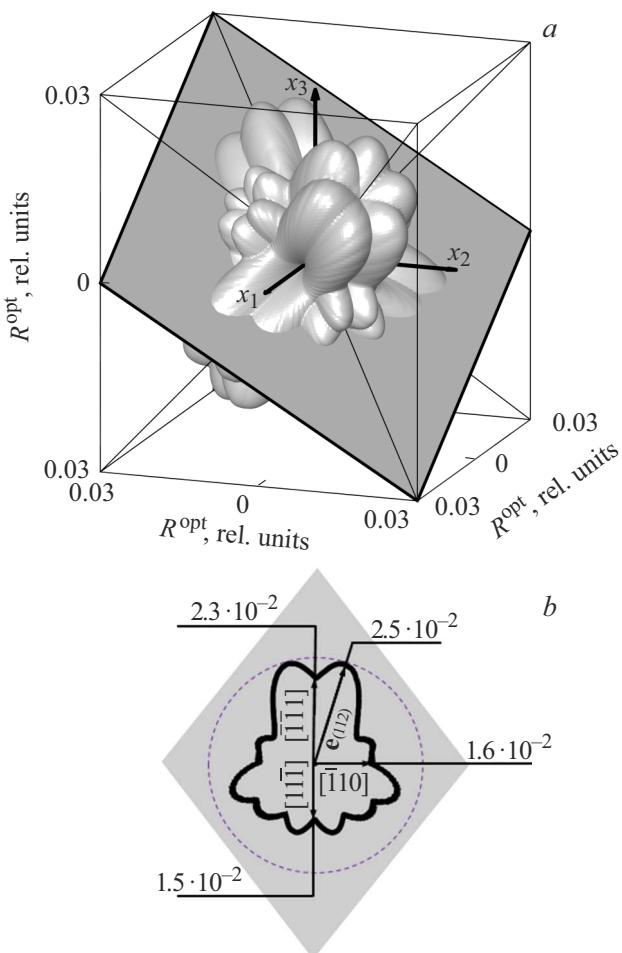


Рис. 5. Взаимное расположение указательной поверхности и параллельной (112) секущей плоскости (a), след указательной поверхности в секущей плоскости (b).

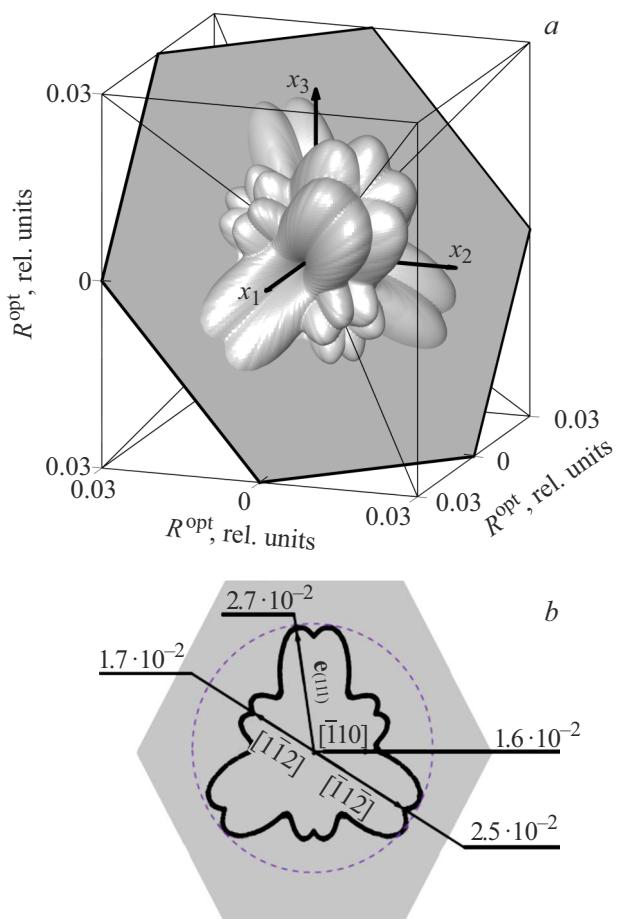


Рис. 6. Взаимное расположение указательной поверхности и параллельной (111) секущей плоскости (a), след указательной поверхности в секущей плоскости (b).

кие направления, вдоль которых параметр R^{opt} достигает больших значений, чем при $\mathbf{e}_3 \parallel \langle 111 \rangle$. В параллельной (110) секущей плоскости локальный максимум параметра R^{opt} составляет $2.6 \cdot 10^{-2}$ и достигается вдоль двух симметрично расположенных экстремальных направлений, которые образуют с осью x_3 углы 144° . Одно из таких направлений на рис. 4, b обозначено вектором $\mathbf{e}_{(110)}$. В параллельной (112) секущей плоскости также можно отметить два экстремальных направления, одно из которых совпадает с вектором $\mathbf{e}_{(112)}$ и составляет с вертикальной осью x_3 угол 16° . В этом случае при ориентации вектора \mathbf{e}_3 вдоль экстремального направления R^{opt} составляет $2.5 \cdot 10^{-2}$.

На рис. 6 представлено сечение поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ параллельной (111) плоскостью. Как видно из рис. 6, b, след соприкосновения фигуры с секущей плоскостью представляет собой плоскую симметричную фигуру, которая может быть совмещена сама с собой при повороте на 120° , что согласуется с принципом Неймана, так как плоскость сечения перпендикулярна поворотной оси симметрии третьего порядка. Из рис. 6, b видно, что направления $\langle 112 \rangle$ также являются полярными и

проходящие через них прямые пересекают поверхность $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$ при $R^{\text{opt}} = 2.5 \cdot 10^{-2}$ и $R^{\text{opt}} = 1.7 \cdot 10^{-2}$. Достигаемый в направлении $\langle 112 \rangle$ оптимизированный коэффициент отражения составляет 90% от максимально возможного значения R^{max} и превышает значение R^{opt} , соответствующее направлениям $\langle 111 \rangle$, приблизительно на 10%. Эффективность дифракции на комбинированных решетках при ориентации вектора \mathbf{e}_3 вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ существенно меньше, чем вдоль направлений $\langle 112 \rangle$, что следует из разности в 40% между значениями R^{opt} , которые на рис. 6, b достигаются вдоль направлений $\langle \bar{1}\bar{1}2 \rangle$ и $\langle \bar{1}10 \rangle$. В секущей плоскости наибольшее значение параметра $R^{\text{opt}} = 2.7 \cdot 10^{-2}$ достигается вдоль шести симметрично расположенных экстремальных направлений, которые не совпадают с $\langle 110 \rangle$ и $\langle 112 \rangle$. На рис. 6, b одно из таких направлений обозначено вектором $\mathbf{e}_{(111)}$, который образует угол 98° с $\langle \bar{1}10 \rangle$.

Заключение

Теоретически определены оптимальные пространственные ориентации фоторефрактивного кристалла с материальными параметрами GaAs, при которых достигается наибольшая эффективность обращения волнового фронта на вторичных комбинированных (фазово-амплитудных) решетках. Показано, что оптимизированный по ориентационному углу кристалла и азимутам линейной поляризации световых волн коэффициент отражения R^{opt} при ЧВВ достигает максимального значения ($R^{\text{max}} = 2.8 \cdot 10^{-2}$) в случаях, когда нормальный к плоскости среза кристаллического образца вектор \mathbf{e}_3 направлен вдоль одного из направлений $\langle 234 \rangle$. Среди часто используемых при проведении голограммических экспериментов кристаллических образцов, для которых вектор \mathbf{e}_3 ориентирован вдоль одного из направлений $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ или $\langle 112 \rangle$, наиболее выгодным является кристалл GaAs, для которого вектор \mathbf{e}_3 параллелен $\langle 112 \rangle$. В этом случае оптимизированный коэффициент отражения достигает 90% от максимально возможной величины. При ориентации вектора \mathbf{e}_3 вдоль направлений $\langle 111 \rangle$ также может быть достигнута близкая к наибольшей эффективность обращения волнового фронта, поскольку оптимизированный коэффициент отражения достигает 80% от максимальной величины. Выбор пространственной ориентации кристалла GaAs, при которой вектор \mathbf{e}_3 параллелен направлениям $\langle 110 \rangle$, является менее выгодным с точки зрения достижения больших значений интенсивности обращенной волны, так как в этом случае оптимизированный коэффициент отражения составляет около 50% от максимума. Наименьшая эффективность обращения волнового фронта среди типичных пространственных ориентаций кристалла GaAs достигается для направлений $\langle 100 \rangle$, так как коэффициент отражения при ЧВВ не превышает 20% от максимально возможного значения.

Полученные результаты могут применяться для повышения эффективности использования фоторефрактивных полупроводников GaAs в оптических приложениях за счет выбора оптимальной пространственной ориентации кристалла при настройке голограммической установки. Вместе с тем при рассмотрении представленных данных следует учитывать, что в случае отклонения значений материальных параметров кристалла или параметров голограммической установки от использованных в работе экстремальные направления поверхности $R^{\text{opt}}(\mathbf{e}_3)$, вдоль которых достигаются максимальные значения коэффициента отражения, могут изменяться. Поэтому дальнейшее развитие исследований в этом направлении видится в выполнении аналогичных исследований для полупроводников с параметрами InP, CdTe и кристаллов со структурой силленита $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$.

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Автор заявляют, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.М. Петров, А.В. Шамрай. *Интерференция и дифракция для информационной фотоники* (Лань, СПб., 2019), 460 с.
- [2] A. Katti, R.A. Yadav. *Optical spatial solitons in photorefractive materials* (Springer Nature, Singapore, 2021), 169 p. DOI: 10.1007/978-981-16-2550-3
- [3] E.A. Vlieg, L. Talandier, R. Dangel, F. Horst, B.J. Offrein. *Appl. Sci.*, **12**, 4226 (2022). DOI: 10.3390/app12094226
- [4] A. Bile, H. Tari, E. Fazio. *Appl. Sci.*, **12**, 5585 (2022). DOI: 10.3390/app12115585
- [5] A. Bile, H. Tari, R. Pepino, A. Nabizada, E. Fazio. *Biomimetics*, **9**, 231 (2024). DOI: 10.3390/biomimetics9040231
- [6] С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов. *Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах* (ТУСУР, Томск, 2012), 242 с.
- [7] J. Frejlich. *Photorefractive materials for dynamic optical recording: fundamentals, characterization, and technology* (John Wiley & Sons Inc., Hoboken, 2020), 310 p.
- [8] Б.И. Степанов, Е.В. Ивакин, А.С. Рубанов. *ДАН СССР*, **196** (3), 567 (1971).
- [9] И.Г. Даденков, А.Л. Толстик, Ю.И. Миксяк, К.А. Сачников. *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. Spectrosc., **128** (9), 1401 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X20090052].

- [10] С.Г. Одолов, М.С. Соскин, А.И. Хижняк. *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смещении* (Наука, М., 1990), 272 с.
- [11] G.J. de Valcárcel, F. Silva, A. Esteban-Martín, E. Roldán. J. Opt., **25** (7), 075502 (2023). DOI: 10.1088/2040-8986/accfab
- [12] H. Zhou, Y. Duan, H. Song, X. Su, Z. Zhao, K. Zou, H. Song, R. Zhang, R.W. Boyd, M. Tur, A.E. Willner. Opt. Lett., **48** (8), 2194 (2023). DOI: 10.1364/OL.487133
- [13] K. Shcherbin, P. Mathey, A.N. Shumelyuk, D.R. Evans. JOSA B, **41** (11), 2502 (2024). DOI: 10.1364/JOSAB.534061
- [14] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (Наука, СПб., 1992).
- [15] В.Н. Навныко. ФТТ, **66** (2), 198 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.02.57243.268
- [16] 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
- [17] В.Н. Навныко. Опт. и спектр., **130** (3), 387 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.03.52167.2936-21 [V.N. Naunyka. Opt. Spectrosc., **130** (3), 324 (2022). DOI: 10.21883/EOS.2022.03.53557.2936-21].
- [18] V.N. Naunyka. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **86** (Suppl. 1), S145 (2022). DOI: 10.3103/S1062873822700575
- [19] H.J. Eichler, Y. Ding, B. Smadek. Phys. Rev. A, **52** (3), 2411 (1995). DOI: 10.1103/physreva.52.2411
- [20] N.C. Deliolanis, I.M. Kourmoulis, A.G. Apostolidis, E.D. Vanidhis, D.G. Papazoglou. Phys. Rev. E, **68**, 056602 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevE.68.056602
- [21] Y. Ding, H.J. Eichler. Opt. Commun., **110**, 456 (1994). DOI: 10.1016/0030-4018(94)90449-9
- [22] А.В. Гусельникова, С.М. Шандаров, А.М. Плесовских, Р.В. Ромашко, Ю.Н. Кульчин. Оптический журнал, **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].
- [23] В.Н. Навныко. ЖТФ, **94** (11), 1854 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.11.59103.212-24
- [24] Y.H. Ja. Opt. and Quant. Electron., **15**, 539 (1983). DOI: 10.1007/bf00620022
- [25] С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков Опт. и спектр., **70** (5), 1068 (1991).
- [26] М.П. Шаскольская. *Кристаллография* (Высшая школа, М., 1984), 376 с.
- [27] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs, InP* (Science and Encyclop. Publishers, Vilnius, 1994), 264 p.
- [28] V.P. Kamenov, Y. Hu, E. Shamonina, K.H. Ringhofer, V.Ya. Gayvoronsky. Phys. Rev. E, **62** (2), 2863 (2000). DOI: 10.61011/JTF.2024.11.59103.212-24