

ВКЛАД ОБРАТНОГО ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ВО ВСТРЕЧНОЕ ДВУХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

© 2013 г. С. М. Шандаров*, доктор физ.-мат. наук; С. С. Шмаков*, аспирант;
П. В. Зуев*, магистрант; Н. И. Буримов*, канд. тех. наук;
Ю. Ф. Каргин**, доктор хим. наук; В. В. Шепелевич***, доктор физ.-мат.
наук;
П. И. Ропот****, канд. физ.-мат. наук; В. Г. Гуделев****, канд. физ.-мат.
наук

* Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск

** Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова Российской академии наук, Москва

*** Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Белоруссия

**** Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларусь, Минск, Белоруссия

E-mail: shand@ed.tusur.ru

Представлены результаты теоретического анализа вклада обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов в фоторефрактивный отклик при встречном взаимодействии на отражательных голограммах в образцах X -среза кристаллов классов симметрии 23, 43m, 42m, 422, 622, 222 и 3m стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной. Экспериментальные исследования такого взаимодействия волн циркулярной поляризации противоположного знака в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ni}$ позволили оценить значение его флексоэлектрического коэффициента.

Ключевые слова: отражательные голограммы, фоторефрактивные кристаллы, обратный флексоэлектрический эффект, адаптивная голографическая интерферометрия.

Коды OCIS: 190.5330, 190.7070, 090.2880, 050.7330, 050.5080, 050.5298

Поступила в редакцию 14.12.2012

Фоторефрактивная нелинейность проявляется в электрооптических кристаллах уже при уровнях интенсивности лазерного излучения, составляющих 10^{-4} Вт/см². Двухволновое взаимодействие световых пучков, осуществляющееся благодаря фоторефрактивной нелинейности, сопровождается формированием в кристалле объемных голограмм и может быть использовано для различных приложений, таких как оптическая память и голографическая интерферометрия [1–3]. Динамический характер трехмерных фазовых голограмм в фоторефрактивных кристаллах позволяет, например, осуществить при двухволновом взаимодействии на них адаптивную корреляционную фильтрацию спекловых картин светового поля в прецизионных оптических датчиках [4–7].

При традиционной схеме попутного взаимодействия двух пучков формируемая пропускающая голограмма требует для увеличения ее дифракционной эффективности приложения к кубическим кристаллам, имеющим небольшие электрооптические коэффициенты, внешнего электрического поля с напряженностью 10 кВ/см и более [1–7]. Это делает измерительную систему на основе фоторефрактивных голограмм пропускающего типа сложной, дорогой и энергоемкой. Более того, существует ряд приложений, в которых применение высоких напряжений недопустимо. В отсутствие внешнего поля значительный фоторефрактивный отклик может достигаться в электрооптических кристаллах при встречном взаимодействии

световых волн на объемной отражательной голограмме, формируемой по схеме Ю.Н. Денисюка [8–15]. Одним из возможных приложений объемных голограмм в фотопрерфактивных кристаллах является лазерная интерферометрия [1–7, 11, 14–17].

Лазерные интерферометры преобразуют фазовую модуляцию света в модуляцию интенсивности, что позволяет с высокой точностью измерять механические колебания поверхностей, отражающих или рассеивающих световые пучки. Пределенная чувствительность классического интерферометра к амплитуде измеряемых вибраций ограничена дробовыми шумами фотодетектора и оценивается в работе [18] как 10^{-15} м/Гц $^{1/2}$ при использовании лазера с длиной волны 633 нм и мощностью 1 мВт. Однако в реальных устройствах высокая чувствительность имеет и отрицательную сторону, подвергая интерферометрическую измерительную систему сильному влиянию условий окружающей среды (температуры, механических вибраций, давления и др.). Кроме того, в классических интерферометрических схемах для обеспечения линейной зависимости сигнала фотодетектора от амплитуды измеряемых колебаний необходимо поддерживать постоянным базовый фазовый сдвиг между сигнальной и опорной волнами.

Предложение об использовании фотопрерфактивных голограмм для интерферометрического преобразования фазовой модуляции в амплитудную, сделанное авторами статьи [19], получило развитие в многочисленных работах (см., например, [1–7, 11, 14–17]). Динамический характер голограмм в фотопрерфактивных кристаллах, имеющих конечное быстродействие при их перезаписи, позволяет осуществить адаптивную обработку нестационарных картин светового поля в лазерных интерферометрах, обеспечивая как эффективную фазовую демодуляцию, так и компенсацию низкочастотной модуляции, вызванной медленным дрейфом внешних условий. Встречное взаимодействие волн, при котором за счет диффузационного механизма в таких кристаллах формируются эффективные отражательные голограммы в отсутствие приложенных внешних электрических полей [8–17], является привлекательным для адаптивной лазерной интерферометрии.

Интерференционная картина, создаваемая световыми волнами в фотопрерфактивной среде при двухвольновом взаимодействии, вызывает перераспределение зарядов по дефектным центрам, приводящее к формированию неодно-

родного электрического поля, амплитуда напряженности которого может достигать значений 1 кВ/см и более [1, 3]. Важной особенностью отражательных объемных голограмм, записываемых при взаимодействии волн видимой области спектра, является малый пространственный период, составляющий около 100 нм [1, 3, 15–17]. Такие отражательные голограммы с высокой пространственной частотой характеризуются градиентами электрической напряженности, которые могут достигать гигантских значений, составляющих ТВ/м². Вследствие обратного флексоэлектрического эффекта, проявляющего себя через возникновение в среде упругих деформаций (упругих напряжений), пропорциональных градиенту электрической поляризации (электрической напряженности) [20–22], возможно возникновение в кристалле заметных упругих деформаций, вносящих благодаря фотоупругому эффекту дополнительный вклад в фотопрерфактивный отклик среды. Впервые такой вклад обратного флексоэлектрического эффекта в фотопрерфактивный отклик был обнаружен в кристалле Bi₁₂TiO₂₀:Cu,Fe с использованием интерферометрического метода, основанного на преобразовании фазовой модуляции в амплитудную при встречном взаимодействии световых пучков на отражательной голограмме непосредственно в образце среза (100) данного кристалла [23].

В настоящей работе рассмотрены физические принципы взаимодействия двух встречных световых волн на динамической отражательной решетке, формируемой по схеме Денисюка в фотопрерфактивных кристаллах за счет диффузационного механизма переноса заряда. Описаны принципы голографической интерферометрии при таком встречном взаимодействии. Рассмотрены распределения поля пространственного заряда фотопрерфактивной решетки, формируемой за счет диффузационного механизма и её упругих полей, индуцированных вследствие обратного флексоэлектрического эффекта. В статье приведены соотношения для выходной интенсивности в голографическом интерферометре, основанном на взаимодействии двух пучков на отражательных решетках в образцах X-среза фотопрерфактивных кристаллов, относящихся к классам симметрии 23, 43m, 42m, 422, 622, 222 и 3m. Представлены также результаты экспериментов по взаимодействию двух световых пучков с длиной волны 633 нм на отражательных голограммах в кристалле Bi₁₂TiO₂₀:Ni среза (100), позволившие оценить значение его флексоэлектрического коэффициента f_{11} .

Принцип голограммической интерферометрии при встречном взаимодействии световых волн в фотопреломительных кристаллах

Взаимодействие лазерных пучков с начальными интенсивностями I_{s0} и I_{p0} (рис. 1) в фотопреломительном кристалле приводит к формированию в нем динамической голограммы, на которой одновременно происходит их самодифракция [1–17, 19]. Здесь наблюдается интерференция каждого из пропущенных пучков с одним из дифрагировавших пучков, т. е. опорный пучок I_p интерфецирует с I_{s1} , а I_s — с I_{p1} . Выходная интенсивность прошедшего через кристалл сигнального пучка выражается как

$$I = I_0(1 + m \cos \Delta\phi), \quad (1)$$

где $m = 2\sqrt{I_s I_{p1}}/I_0$ — контраст интерференционной картины, I_0 — суммарная интенсивность пучков I_s и I_{p1} , а $\Delta\phi$ — фазовый сдвиг между ними. У входного сигнального пучка I_{s0} , полученного отражением от объекта, колеблющегося с частотой Ω , наблюдается фазовая модуляция

$$\Delta\phi = \varphi_0 + \varphi_m \cos \Omega t, \quad (2)$$

и его выходная интенсивность после взаимодействия на голограмме со стационарным опорным пучком будет амплитудно-модулированной на кратных частотах $n\Omega$, с распределением глубины модуляции $M^{(n)}(\varphi_0)$, зависящим от базового фазового сдвига φ_0 . При $\varphi_0 = 0, \pi$ первая гармоника в спектре отсутствует ($M^{(1)} = 0$), и наблюдается квадратичный режим фазовой демодуляции, при котором модуляция максимальна

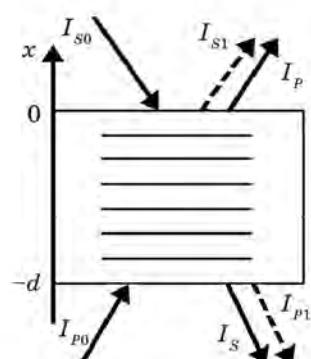


Рис. 1. Голограммический интерферометр, использующий встречное взаимодействие световых пучков на фотопреломительной отражательной голограмме.

на частоте 2Ω [1]. Для приложений необходимо выполнение линейного режима фазовой демодуляции, который соблюдается при $\varphi_0 = \pm \pi/2$ на основной частоте Ω [1–3, 14–17], когда при малых амплитудах фазовой модуляции выходной сигнал $mI_0 \sim \varphi_m$.

Базовый фазовый сдвиг φ_0 является суммой разности фаз φ_g между фотопреломительной решеткой и интерференционной картиной и дополнительного сдвига φ_d при дифракции на фазовой решетке. При дифракции без изменения поляризационного состояния (изотропная дифракция) на фазовой (фотопреломительной) компоненте голограммы фазовый сдвиг $\varphi_d = -\pi/2$ [24]. В этом случае для обеспечения линейного режима фазовой демодуляции необходимо наличие фотопреломительной голограммы с $\varphi_g = 0$ или $\varphi_g = \pi$. Однако у фазовой решетки, формируемой за счет чисто диффузионного механизма (в отсутствие приложенного к кристаллу внешнего поля), разность фаз $\varphi_g = \pi/2$. Это не позволяет обеспечить за счет традиционного линейного электрооптического эффекта и изотропной дифракции линейный режим фазовой демодуляции.

Дифракция света на амплитудной (абсорбционной) компоненте объемной голограммы всегда является изотропной и характеризуется фазовым сдвигом $\varphi_d = 0$ [24]. Поскольку фазовый сдвиг φ_g между абсорбционной компонентой голограммы и интерференционной картиной в фотопреломительных кристаллах равен 0 или π [25], на амплитудной решетке может быть получена только квадратичная фазовая демодуляция.

При анизотропной дифракции световой волны на динамической голограмме, когда поляризационное состояние дифрагированного поля изменяется на ортогональное к исходному, возможно линейное преобразование модуляции фазы сигнальной волны во временные вариации ее мощности и при механизме записи диффузионного типа [14–17, 26]. Оно обеспечивается смешением двух волн с различным типом поляризации: одна волна должна иметь линейную поляризацию, другая — эллиптическую или круговую. Линейность демодуляции достигается за счет того, что внутренняя разность фаз в $\pi/2$ между ортогональными компонентами эллиптически поляризованной волны переносится в интерференцию прошедшей сигнальной волны I_s и дифрагированного поля опорной волны I_{p1} (см. рис. 1), обеспечивая тем самым необходимый дополнительный фазовый сдвиг между ними.

Вклад обратного флексоэлектрического эффекта в возмущения оптических свойств отражательными голограммами

Используя известный подход [27], рассмотрим встречное взаимодействие сильной стационарной волны накачки со слабой фазово-модулированной сигнальной волной. Для синусоидальной фазовой модуляции сигнального пучка с частотой $\Omega \gg 1/\tau$, где τ – характерное время фотоиндукционного перераспределения заряда по донорным и ловушечным центрам, фотопреломительную отражательную голограмму, формирующуюся в кристалле за счет диффузионного механизма, можно считать стационарной. Основной вклад в фазовую составляющую данной голограммы обычно определяется линейным электрооптическим эффектом, при следующем распределении напряженности электростатического поля

$$E_1(x) = m^{(0)}(x) E_{sc} \sin(Kx), \quad (3)$$

где $m^{(0)}(x)$ – медленно меняющийся вследствие взаимодействия и оптического поглощения контраст стационарной части картины интерференции волн сигнала и накачки, имеющей пространственный период $\Lambda = 2\pi/K = \lambda/2n_0$, λ – длина волны света и n_0 – показатель преломления невозмущенного кристалла. Эффективное поле пространственного заряда данной голограммы в рамках одноуровневой зонной модели определяется выражением [1–3, 15, 27]

$$E_{sc} = \frac{E_D}{\left(1 + E_D/E_q\right)}, \quad (4)$$

где $E_D = (k_B T/e)K$ – диффузионное поле, $E_q = eN_A/(\epsilon K)$ – поле насыщения ловушек, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, e – элементарный электрический заряд, N_A – концентрация компенсирующих акцепторных центров и ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость механически свободного кристалла.

Поле пространственного заряда фотопреломительной голограммы будет индуцировать в кристалле упругие поля, которые должны удовлетворять уравнению эластостатики [28]

$$\frac{\partial}{\partial x_i} T_{ij} = 0, \quad (5)$$

где T_{ij} – компоненты тензора упругих напряжений. Строго говоря, при учете флексоэлектрического эффекта, который в работах [29, 30] определяется как пространственная дисперсия пьезоэлектрических свойств среды, характеризуемая тензором четвертого ранга f_{ijklr} , в разложении для T_{ij} необходимо принять во внимание и упругую пространственную дисперсию, определяемую тензором γ_{ijklr}^E [23]

$$T_{ij} = C_{ijkl}^E S_{kl} + \gamma_{ijkl}^E \frac{\partial S_{kl}}{\partial x_r} - e_{mij} E_m - f_{ijklr} \frac{\partial E_m}{\partial x_r}. \quad (6)$$

С учетом симметрии тензоров модулей упругости C_{ijkl}^E , пьезоэлектрических констант e_{mij} и тензоров f_{ijklr} и γ_{ijklr}^E [29–31] из соотношений (5) и (6) можно показать, что в частном случае отражательных голограмм в электрооптических кристаллах X -реза, принадлежащих к точечным группам симметрии 23 , $\bar{4}3m$, $\bar{4}2m$, 422 , 622 , 222 и $3m$, за счет обратного флексоэлектрического эффекта в них индуцируется только одна из компонент тензора упругих деформаций

$$S_{11}(x) = \frac{f_{1111}}{C_{1111}^E} \frac{dE_1}{dx_1}. \quad (7)$$

Далее из выражений (3) и (7) находим, что рассматриваемая отражательная голограмма сопровождается в кристаллах перечисленных классов симметрии вследствие обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов следующими возмущениями диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости на частоте световой волны:

$$\Delta \epsilon_{ii}(x) = -m^{(0)}(x) \left(n_0^4 p_{11}^E \frac{f_{11}}{C_{11}^E} K E_{sc} \right) \cos(Kx), \quad (8)$$

где использована сокращенная форма записи компонент тензоров f , C^E и тензора упругооптических коэффициентов p^E [31].

За счет обратного пьезоэлектрического эффекта упругие деформации создаются такими отражательными голограммами в кристаллах с симметрией $3m$ ($S_{12}(x) = S_{21}(x)$ и $S_{13}(x) = S_{31}(x)$), но не индуцируются в кристаллах классов симметрии 23 , $\bar{4}3m$, $\bar{4}2m$, 422 , 622 и 222 . У последних основной вклад в фотопреломительный отклик, определяемый распределением элек-

трического поля (3) и линейным электрооптическим эффектом, в образцах X -среза характеризуется возмущениями двух недиагональных компонент

$$\begin{aligned}\Delta\epsilon_{23}(x) &= \Delta\epsilon_{32}(x) = \\ &= -m^{(0)}(x) \left(n_0^4 r_{41}^S E_{sc} \right) \sin(Kx),\end{aligned}\quad (9)$$

где r_{41}^S – компонента электрооптического тензора зажатого кристалла. В кристаллах класса симметрии $3m$ у голограмм рассматриваемого типа как традиционный линейный электрооптический эффект, так и совместное действие обратного пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов вызывают возмущения только недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_{12}(x) = \Delta\epsilon_{21}(x)$ и $\Delta\epsilon_{13}(x) = \Delta\epsilon_{31}(x)$, которые не создают вклад во встречное взаимодействие световых пучков.

Из проведенного анализа следует, что благодаря обратному флексоэлектрическому эффекту отражательные голограммы диффузационного типа в фотопрерывистых кристаллах содержат фазовую составляющую, характеризуемую сдвигом $\varphi_g = 0$ или $\varphi_g = \pi$ в зависимости от знака произведения постоянных $p_{11}^E f_{11}$ (см. формулу (7)), относительно распределения интенсивности света в формирующей интерференционной картине. При встречном взаимодействии на таких голограммах возможен линейный режим фазовой демодуляции без использования анизотропной дифракции.

Вклад обратного флексоэлектрического эффекта во встречное взаимодействие световых пучков в фотопрерывистых кристаллах

Как известно [17, 23, 27], интенсивность сигнальной волны на выходной грани кристалла $x = -d$ для изображенного на рис. 1 голограммического интерферометра определяется выражением

$$\begin{aligned}I_s(-d, t) &\sim I_{s0} \left[M^{(0)}(-d) + M^{(1)}(-d) \times \right. \\ &\times \sin\Omega t + M^{(2)}(-d) \cos 2\Omega t + \dots \left. \right].\end{aligned}\quad (10)$$

В работе [23] рассмотрено встречное взаимодействие на отражательной голограмме сильной волны накачки, сохраняющей свою цир-

кулярную поляризацию (левую или правую), с сигнальной волной, имеющей на входной грани $x = 0$ циркулярную поляризацию противоположного знака, в кубическом гиротропном кристалле класса симметрии 23 . Выражения для относительной глубины модуляции выходной интенсивности на первой и второй гармониках модулирующего сигнала, учитывающие вклад во взаимодействие абсорбционной составляющей отражательной голограммы, были получены в виде

$$\begin{aligned}M^{(1)}(-d, \varphi_m) &= -4J_0(\varphi_m) J_1(\varphi_m) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{\Gamma_a}{2} d\right) \sin\left(\frac{\Gamma_f}{2} d\right),\end{aligned}\quad (11)$$

$$\begin{aligned}M^{(2)}(-d, \varphi_m) &= 4J_0(\varphi_m) J_2(\varphi_m) \times \\ &\times \left[\exp\left(-\frac{\Gamma_a}{2} d\right) \cos\left(\frac{\Gamma_f}{2} d\right) - 1 \right],\end{aligned}\quad (12)$$

где J_n – функция Бесселя n -го порядка, Γ_a – коэффициент связи, описывающий вклад во встречное взаимодействие абсорбционной составляющей голограммы. Коэффициент связи Γ_f , характеризующий вклад в фотопрерывистый отклик, обусловленный обратным флексоэлектрическим эффектом, определяется следующим выражением [23]:

$$\Gamma_f = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \frac{f_{11}}{C_{11}^E} \left(p_{13}^E + p_{12}^E \right) KE_{sc}. \quad (13)$$

Анализ показывает, что соотношения (10)–(12) справедливы и для встречного взаимодействия волн с одинаковой линейной поляризацией в образцах X -среза кристаллов симметрии $\bar{4}2m$, 422 , 622 , 222 и $3m$. Характеризующие флексоэлектрический вклад в фотопрерывистый отклик коэффициенты связи для этих кристаллов, соответствующие взаимодействию волн обыкновенной (o) и необыкновенной (e) поляризации с показателями предомления n_o и n_e , получены в следующем виде:

$$\Gamma_f^0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \frac{f_{11}}{C_{11}^E} p_{21}^E KE_{sc}, \quad (14)$$

$$\Gamma_f^e = \frac{2\pi}{\lambda} n_e^3 \frac{f_{11}}{C_{11}^E} p_{31}^E KE_{sc}. \quad (15)$$

Как следует из проведенного анализа, сигнал фазовой демодуляции на частоте первой гармоники в известных схемах аддитивной интерферометрии на отражательных голограммах [17, 32] для рассмотренных выше вариантов взаимодействия определяется исключительно вкладом в фотопрерывательный отклик обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов. Первое экспериментальное обнаружение этого вклада проведено авторами [23] в срезе (100) кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu},\text{Fe}$ на длине волны 633 нм. Используя установку, аналогичную описанной в работе [17], они определили для этого кристалла значения коэффициентов связи $\Gamma_a = -0,18 \text{ см}^{-1}$ и $\Gamma_f = 0,56 \text{ см}^{-1}$, оценили параметры электрического поля отражательной голограммы как $m^{(0)}E_{sc} \approx 2,3 \text{ кВ/см}$ и $m^{(0)}KE_{sc} \approx 12 \text{ ТВ/м}^2$, а также значение флексоэлектрического коэффициента как $f_{11} = 5,3 \text{ нКл/м}$.

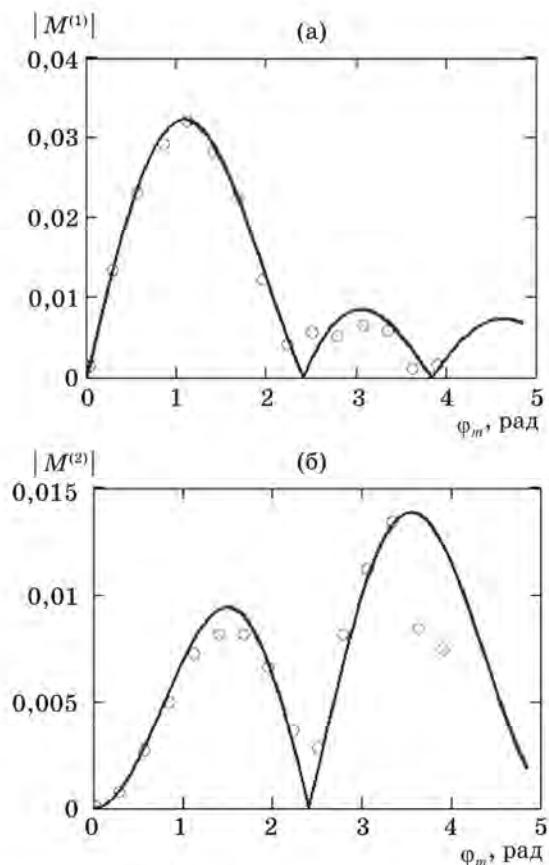


Рис. 2. Зависимости относительных амплитуд первой (а) и второй (б) гармоник в спектре модуляции интенсивности выходного сигнального пучка от амплитуды его фазовой модуляции на входной грани кристалла.

На основе методики, описанной в работе [23], авторами настоящей статьи проведены экспериментальные исследования встречного взаимодействия волн с циркулярной поляризацией и длиной волны 633 нм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ni}$ среза (100), имеющем удельное вращение $\rho = -5,2 \text{ град/мм}$ и толщину $d = 3,65 \text{ мм}$. На рис. 2 точками обозначены измеренные зависимости относительных амплитуд гармоник $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ в спектре модуляции интенсивности выходного сигнального пучка, имеющего правую круговую поляризацию на входной грани кристалла, от глубины фазовой модуляции ϕ_m . Кривые на данном рисунке соответствуют расчету с использованием соотношений (11)–(12) при значениях коэффициентов связи $\Gamma_a = -0,11 \text{ см}^{-1}$ и $\Gamma_f = 0,13 \text{ см}^{-1}$. Использование приведенных в работе [23] материальных параметров титаната висмута, а также полученных из экспериментальных данных значений $m^{(0)}E_{sc} \approx 2,1 \text{ кВ/см}$ и $m^{(0)}KE_{sc} \approx 11 \text{ ТВ/м}^2$ для исследованной отражательной голограммы и соотношения (13) позволяет оценить из найденного значения Γ_f значение флексоэлектрического коэффициента монокристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ni}$ как $f_{11} = 1,4 \text{ нКл/м}$.

Заключение

В работе описаны принципы голографической интерферометрии при взаимодействии двух встречных световых волн на динамической отражательной решетке, формируемой по схеме Денисюка в фотопрерывательных кристаллах за счет диффузационного механизма переноса заряда. Проведен анализ распределения поля пространственного заряда для формируемой за счет диффузационного механизма отражательной фотопрерывательной решетки и ее упругих полей, индуцированных вследствие обратного флексоэлектрического эффекта в образцах X-среза кристаллов, относящихся к классам симметрии 23 , $\bar{4}3m$, $\bar{4}2m$, 422 , 622 , 222 и $3m$. Получены соотношения для выходной интенсивности в голографическом интерферометре, использующем встречное взаимодействие двух пучков, при котором основной вклад в фотопрерывательный отклик определяется обратным флексоэлектрическим эффектом и абсорбционной составляющей отражательной голограммы. Проведены экспериментальные исследования встречного взаимодействия волн с циркулярной поляризацией в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ni}$ среза (100), позволив-

шие оценить значение его флексоэлектрического коэффициента как $f_{11} = 1,4$ нКл/м.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 г. (проект № 7.2647.2011) при поддержке ФЦП "Научные и

научно-педагогические кадры инновационной России" (Гос. контракт № 02.740.11.0553) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222).

* * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
2. Stepanov S.I. Applications of photorefractive crystals // Repts. Progr. Phys. 1994. V. 57. P. 39–116.
3. Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. The physics and application of photorefractive materials. Oxford: Clarendon press, 1996. 493 p.
4. Delaye P., Blouin A., Drolet D., De Montmorillon L.A., Roosen G., Monchalin J.-P. Detection of ultrasonic motion of a scattering surface by photorefractive InP:Fe under an applied dc field // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. P. 1723–1734.
5. Kamshiln A.A., Raita E., Paivasaari K., Jaaskelainen T., Kulchin Yu.N. Photorefractive correlation filtering of time-varying laser speckles for vibration monitoring // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 1466–1468.
6. Kamshiln A.A., Iida Y., Ashihara S., Shimura T., Kuroda K. Linear sensing of speckle-pattern displacements using a photorefractive GaP crystal // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 2575–2577.
7. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Камшилин А.А., Ромашко Р.В. Адаптивные методы обработки спектрально модулированных оптических полей. М.: Физматлит, 2009. 276 с.
8. Ewbank M.D., Vazquez R.A., Neurgaonkar R.R., Vachss F. Contradirectional two-beam coupling in absorptive photorefractive materials: application to Rh-doped strontium barium niobate (SBN:60) // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 12. P. 87–98.
9. Cook G., Finn C.J., Jones D.C. High optical gain using counterpropagating beams in iron and terbium-doped photorefractive lithium niobate // Appl. Phys. B. 1999. V. 68. P. 911–916.
10. Radoua A., Delaye P., Pankrath R., Roosen G. Characterization of the photorefractive BCT:Rh crystals at 1.06 μm by two-wave mixing // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2003. V. 5. P. S477–S486.
11. Kukhtarev N., Chen Bo Su, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. Reflection holographic gratings in [111] cut Bi₁₂TiO₂₀ crystal for real time interferometry // Opt. Commun. 1993. V. 104. P. 23–28.
12. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. Polarization properties of self-diffraction in sillenite crystals: reflection volume gratings // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. P. 1179–1186.
13. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартынов А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокопьев В.В., Шепелевич В.В. Двухвольновое взаимодействие на отражательной решетке в кристалле Bi₁₂TiO₂₀ // Кvant. elektron. 2001. Т. 31. № 4. С. 343–345.
14. Di Girolamo S., Kamshiln A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Launay J-C. Fast adaptive interferometer on dynamic reflection hologram in CdTe:V // Opt. Exp. 2007. V. 15. P. 545–555.
15. Шандаров С.М., Буримов Н.И., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Толстик А.Л., Шепелевич В.В. Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах // Кvant. elektron. 2008. Т. 38. № 11. С. 1059–1069.
16. Kamshiln A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N. Adaptive interferometry with photorefractive crystals // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 031101.
17. Колегов А.А., Шандаров С.М., Симонова Г.В., Кабанова Л.А., Буримов Н.И., Шмаков С.С., Быков В.И., Каргин Ю.Ф. Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах // Кvant. elektron. 2011. Т. 41. № 9. С. 847–852.
18. Wagner J.W., Spicer J.B. Theoretical noise-limited sensitivity of classical interferometry // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. P. 1316–1326.
19. Hall T.J., Fiddy M.A., Ner M.S. Detector for an optical-fiber acoustic sensor using dynamic holographic interferometry // Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 485–487.
20. Инденбом В.Л., Логинов Е.Б., Осипов М.А. Флексоэлектрический эффект и строение кристаллов // Кристаллография. 1981. Т. 26. № 6. С. 1157–1162.
21. Fu J.Y., Zhu W., Li N., Cross L.E. Experimental studies of the converse flexoelectric effect induced by inhomogeneous electric field in a barium strontium titanate composition // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 024112.
22. Hu B., Zhu W., Li N., Cross L.E. Flexure mode flexoelectric piezoelectric composites // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 104109.

23. Шандаров С.М., Шмаков С.С., Буриков Н.И., Сюваева О.С., Каргин Ю.Ф., Петров В.М. Обнаружение вклада обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в монокристалле титаната висмута // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. В. 12. С. 699–702.
24. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings // Bell Syst. Tech. J. 1969. V. 48. P. 2909–2947.
25. Taebaty P., Mahgerefteh D. Theory of the photorefractive effect for $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and BaTiO_3 with shallow traps // J. Opt. Soc. Am. B. 1991. V. 8. P. 1053–1064.
26. Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Kamshilin A.A. Linear phase demodulation via reflection photorefractive holograms // OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Photorefractive Effects, Materials, and Devices (OSA, Washington). 2005. V. 99. P. 675–680.
27. Shandarov S.M., Kolegov A.A., Burimov N.I., Bykov V.I., Petrov V.M., Kargin Yu.F. Two-wave mixing on reflection dynamic gratings in sillonite crystals under phase modulation of signal beam // Phys. Wave Phenomena. 2009. V. 17. № 1. P. 39–44.
28. Shandarov S. Influence of piezoelectric effect on photorefractive gratings in electro-optic crystals // Appl. Phys. A. 1992. V. 55. P. 91–96.
29. Вужва А.Д., Ляиков В.Е. Акустическая активность и другие эффекты, обусловленные пространственной дисперсией в кристаллах // Кристаллография. 1977. Т. 22. В. 1. С. 131–137.
30. Ляиков В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983. 224 с.
31. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975. 680 с.
32. Petrov V., Hahn J., Petter J., Petrov M., Tschudi T. Precise subnanometer control of the position of a macro object by light pressure // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 3138–3140.