

Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах

С.М.Шандаров, Н.И.Буримов, Ю.Н.Кульчин, Р.В.Ромашко, А.Л.Толстик, В.В.Шепелевич

Рассмотрены работы, посвященные теоретическому анализу и экспериментальным исследованиям встречного двухволнового взаимодействия света на динамических отражательных решетках, формируемых по схеме Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах за счет диффузионного механизма переноса заряда. Представлены результаты, демонстрирующие возможность использования динамических фоторефрактивных голограмм Денисюка для реализации адаптивных элементов измерительных систем, построенных на основе оптических и волоконно-оптических интерферометров.

Ключевые слова: кубические фоторефрактивные кристаллы, голограммы Денисюка, адаптивные интерферометры.

1. Введение

Оптическая нелинейность фоторефрактивного типа проявляется в кристаллах без центра симметрии при интенсивности лазерного излучения ~ 1 мкВт/мм². Двухволновые и четырехволновые процессы самовоздействия света, обусловленные фоторефрактивной нелинейностью, сопровождаются формированием в кристалле объемных голограмм и могут быть использованы для различных приложений, таких как оптическая память, усиление световых пучков и обращение их волнового фронта, голографическая интерферометрия [1–5]. Динамический характер формирующихся трехмерных фазовых голограмм позволяет, например, использовать двухволновое взаимодействие для адаптивной корреляционной фильтрации спекл-картин светового поля в прецизионных оптических датчиках [6–8]. Кубические фоторефрактивные кристаллы, принадлежащие к нецентросимметричным классам 23 (силлениты $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO)) и $43m$ (высокоомные полупроводники GaAs, GaP, InP, CdTe), привлекательны для таких приложений благодаря быстрому отклику и стойкости к воздействию внешних факторов (температура, влажность, вибрации и др.). Многие параметры этих кристаллов можно найти в [1–5], а также в недавнем обзоре [9].

Для увеличения дифракционной эффективности пропускающей голограммы, формируемой по традиционной схеме попутного двухпучкового взаимодействия в

кубическом кристалле с небольшими электрооптическими коэффициентами ($r_{41} \sim 1 - 5$ пм/В), требуется, чтобы напряженность внешнего электрического поля составляла более 10 кВ/см [1–9]. В отсутствие внешнего поля значительный фоторефрактивный отклик в кубических кристаллах может достигаться при встречном взаимодействии световых волн на объемной отражательной голограмме, формируемой по схеме, предложенной Ю.Н.Денисюком [10, 11]. В этих работах обоснованы принципы и геометрия записи и считывания отражательных голограмм, дано описание их основных свойств и указаны возможные сферы применения.

В фоторефрактивных кристаллах, в том числе в BSO и BGO, взаимодействие световых волн на отражательных решетках анализировалось теоретически и численно (например, в работах [12–16]), но без учета присущей этим кубическим кристаллам естественной оптической активности. Влияние оптической активности на формирование отражательных голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах среза (001) было впервые изучено в работах [17, 18]. В [18] была получена и исследована зависимость выходных энергетических характеристик голограммы (дифракционной эффективности и относительной интенсивности сигнальной волны при двухволновом взаимодействии) от толщины кристалла. Показано, что в случае, когда модуль постоянной связи меньше удельного вращения кристалла, зависимость выходных энергетических характеристик голограммы от толщины кристалла имеет осциллирующий характер.

Первые экспериментальные исследования [16, 19–22] продемонстрировали возможность формирования фоторефрактивных голограмм по схеме Денисюка в кристаллах BGO, BTO и BSO срезов (100) и (111). Максимальный фоторефрактивный отклик наблюдался в легированных образцах BTO:Fe,Cu (дифракционная эффективность голограммы превышала 60 %) [20] и BTO: Cd (коэффициент двухпучкового усиления достигал 1.33 см^{-1}) [22], имеющих вид пластин, вырезанных нормально к кристаллографическому направлению [100] (срез (100)). Авторы [21, 22] обнаружили векторный характер встречного взаимодействия в срезе (100), заключающийся во влиянии интенсивности пучка накачки и ориентации его век-

Шандаров С.М., Буримов Н.И. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: bni@fet.tusur.ru

Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В. Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5; e-mail: kulchin@hq.febras.ru

Толстик А.Л. Белорусский государственный университет, Белоруссия, 220030 Минск, просп. Ф.Скорины, 4; e-mail: tolstik@bsu.by

Шепелевич В.В. Мозырский государственный педагогический университет им. И.П.Шамякина, Белоруссия, 247760 Мозырь, ул. Студенческая, 28; e-mail: vasshep@inbox.ru

Поступила в редакцию 14 января 2008 г., после доработки – 11 апреля 2008 г.

тора поляризации на амплитуду и вектор поляризации слабого сигнального пучка. Рассмотренная в [22] простая теоретическая модель такого взаимодействия в кристалле среза (100), учитывающая оптическую активность и поглощение света, хорошо соответствовала экспериментальным результатам.

Векторное взаимодействие световых волн на фазовых отражательных решетках в фоторефрактивных кристаллах силленитов произвольного среза рассмотрено в работе [23] в приближении неистощенной накачки. Кроме естественной оптической активности и поглощения света, здесь был учтен и фотоупругий вклад в фазовую модуляцию оптических свойств кристалла полем пространственного заряда решетки. Методика учета фотоупругого вклада для фоторефрактивных решеток в кубических пьезокристаллах описана, например, в работах [24–26]. Явные выражения для компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости кубических фоторефрактивных кристаллов при произвольной ориентации вектора голографической решетки получены в [27] (они приведены также в [5], с. 229, с сохранением обозначений [27]).

Скалярная модель встречного взаимодействия линейно поляризованных волн, принимающая во внимание изменение мощности накачки, но не учитывающая преобразование их векторов поляризации, использовалась в [28] для анализа динамики формирования фазовой отражательной голограммы в кристалле ВТО среза (100). Теоретическому и экспериментальному исследованию двухпучкового взаимодействия волн с круговой поляризацией на отражательной решетке, имеющей фазовую и амплитудную составляющие, в срезе (111) кристалла ВТО: Са,Га посвящена работа [29]. Таким образом, отражательная голограмма, создаваемая в фоторефрактивном кристалле за счет диффузионного механизма перераспределения зарядов по дефектным центрам донорного и ловушечного типов, может иметь, наряду с фазовой, и амплитудную составляющую.

Вследствие эффекта насыщения ловушек [1, 4, 5], для достижения максимального фоторефрактивного отклика при встречном взаимодействии на отражательных голограммах кристалл должен иметь значительную концентрацию ловушечных центров. Этому условию в наибольшей мере отвечают кристаллы класса силленитов BSO и ВТО, для которых высокая эффективность встречного взаимодействия была продемонстрирована экспериментально (см., напр., [20, 22, 28–31]).

В работе [22] отмечается, что в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле, вырезанном нормально к кристаллографическому направлению [111], усиление сигнала отражательными голограммами меньше, чем в кристалле, вырезанном нормально к оси [001]. Для малых толщин кристалла это утверждение является справедливым. Оно также справедливо для любых практически достижимых толщин кубического кристалла класса симметрии $\bar{4}3m$, в котором оптическая активность запрещена правилами симметрии. Однако это утверждение не является справедливым для кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллов. Исследования, выполненные в [32], показали, что при определенных толщинах кристалла срез (111) предпочтительнее среза (001) как для получения высокого коэффициента усиления сигнала, так и для оптимизации дифракционной эффективности. Отметим, что поляризационные зависимости эффективности двухпучкового усиления фа-

зово-модулированной сигнальной волны на отражательной фоторефрактивной решетке в трех идентичных образцах BSO, ВТО и BGO среза (111) подробно изучены в работе [33].

Большой практический интерес вызывает проблема нахождения максимально достижимых, оптимизированных по поляризации выходных характеристик отражательных голограмм, записанных в кубических оптически активных кристаллах по схеме Денисюка, а также изучение зависимости этих характеристик от толщины и среза кристалла. Эта проблема была частично рассмотрена в [32], а полное решение ее получено в работах [34–36] с применением метода указательных поверхностей. Указательные поверхности оптимизированной по поляризации дифракционной эффективности отражательных голограмм в кубическом фоторефрактивном оптически активном кристалле построены и проанализированы в [35]. Аналогичные поверхности для относительной интенсивности предметной волны рассмотрены в [34, 36].

Возможность эффективного использования встречного взаимодействия на отражательных голограммах в кристаллах BSO и ВТО срезов (111) и (100) для устройств голографической интерферометрии, адаптивной корреляционной фильтрации динамических спекл-полей и в системе прецизионного субнанометрового контроля позиции отражающей поверхности продемонстрирована в [19, 20, 37–41].

Ниже более подробно рассмотрены работы, посвященные теоретическому анализу и экспериментальным исследованиям встречного двухволнового взаимодействия света на динамических отражательных решетках Денисюка, формируемых в кубических фоторефрактивных кристаллах за счет диффузионного механизма переноса заряда, и их использованию для построения адаптивных голографических корреляторов и интерферометров.

2. Общие уравнения для встречного взаимодействия двух плоских световых волн

Световые поля взаимодействующих в кубическом кристалле симметрии 23 плоских волн сигнала (S) и накачки (P) с волновыми нормальными n_S и n_P (рис.1) ввиду присущей кристаллу естественной гиротропии могут быть представлены в виде суперпозиции циркулярно-поляризованных волн [23, 28, 29, 31, 42]:

$$E_P(x) = [C_{P1}(x)e_1 \exp(-ik_0n_1x)$$

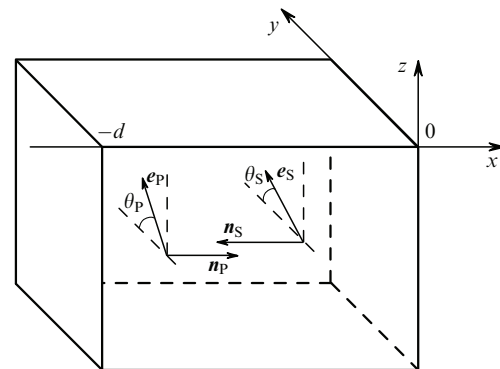


Рис.1. Геометрия встречного взаимодействия световых волн сигнала (S) и накачки (P) в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле.

$$+ C_{P2}(x)e_2 \exp(-ik_0n_2x)] \exp(-\alpha x/2), \quad (1)$$

$$E_S(x) = [C_{S1}(x)e_1^* \exp(ik_0n_1x) + C_{S2}e_2^* \exp(ik_0n_2x)] \exp(\alpha x/2), \quad (2)$$

где $e_{1,2} = (y^0 \pm iz^0)/\sqrt{2}$ – единичные векторы, соответствующие левой и правой круговым поляризациям; $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$ – показатели преломления собственных волн; y^0 и z^0 – орты лабораторной системы координат (см. рис.1); $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число в вакууме; n_0 и α – коэффициенты преломления и поглощения для невозмущенного кристалла и ρ – его удельное оптическое вращение.

Картина интерференции волн сигнала и накачки, формирующая в кристалле голограмму, имеет вектор решетки $\mathbf{K} = 2k_0n_0x^0$, контраст m и среднюю интенсивность I_0 :

$$m(x) = 2 \frac{C_{S1}(x)C_{P2}^*(x) + C_{S2}(x)C_{P1}^*(x)}{I_0(x)}, \quad (3)$$

$$I_0(x) = [|C_{P1}(x)|^2 + |C_{P2}(x)|^2] \exp(-\alpha x) + [|C_{S1}(x)|^2 + |C_{S2}(x)|^2] \exp(\alpha x). \quad (4)$$

Происходящее под действием неоднородного освещения фотовозбуждение носителей заряда сопровождается их перераспределением по дефектным центрам. При малом контрасте ($m \ll 1$) формирующееся в отсутствие внешнего электрического поля за счет диффузионного механизма распределение объемного заряда содержит только первую пространственную гармонику с вектором \mathbf{K} и пространственным периодом $\Lambda = \lambda/2n_0$, сдвинутую относительно интерференционной картины на четверть этого периода [1–5]. Амплитуда первой гармоники электростатического поля, создаваемого объемным зарядом, является линейной функцией контраста

$$E_1(x, t) = -im(x)E_{sc}(t), \quad (5)$$

а динамика его формирования определяется функцией $E_{sc}(t)$, зависящей от энергетической структуры дефектных центров. В случае одноуровневой зонной модели фоторефрактивного кристалла [43] стационарное значение этой функции

$$\tilde{E}_{sc} = \frac{E_d}{1 + E_d/E_q} \quad (6)$$

определяется диффузионным полем $E_d = (k_B T/e)K$ и полем насыщения ловушек $E_q = eN_a/(\epsilon K)$, где $K = |\mathbf{K}|$; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; e – элементарный электрический заряд; N_a – концентрация компенсирующих акцепторных центров; ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла.

Модуляция показателя преломления кристалла полем пространственного заряда, обусловленная линейным электрооптическим эффектом, а также совместным действием пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов [5, 24–27], обеспечивает фазовую (фоторефрактивную) составляющую динамической голограммы. Из-за сложной структуры дефектных центров в кристалле могут происходить фотоиндуцированные изменения оптического поглощения [44], дающие вклад в амплитудную

(абсорбционную) составляющую такой отражательной голограммы. В линейном приближении по контрасту m амплитуду первой пространственной гармоники абсорбционной решетки можно представить как $\Delta\alpha_1(x, t) = m(x)\alpha_g(t)$, где $\alpha_g(t)$ – параметр, характеризующий пространственно-неоднородные фотоиндуцированные изменения поглощения в кристалле.

Учет локальной связи абсорбционной компоненты голограммы с интерференционной картиной, а также вкладов электрооптического и фотоупругого эффектов в ее фазовую составляющую, позволяет получить возмущения соответствующих компонент тензора относительной диэлектрической проницаемости в виде [31]

$$\Delta\epsilon_{mn}(x, t) = [\Delta\epsilon_{mn}^{ph} \exp(iKx) + \Delta\epsilon_{mn}^{ph*} \exp(-iKx)]/2 + [\Delta\epsilon_{mn}^{abs}(x, t, m) \exp(iKx) + \Delta\epsilon_{mn}^{abs}(x, t, m^*) \exp(-iKx)]/2, \quad (7)$$

где

$$\Delta\epsilon_{mn}^{ph} = im(n_0^4 E_{sc} \Delta b_{mn}); \quad \Delta\epsilon_{mn}^{abs}(m) = -im(\alpha_g \delta_{mn} n_0/k_0); \quad (8)$$

$$\Delta b_{mn} = \left[|\delta_{mnp}| p_p + \frac{P_{mnkl}^E P_l^i \gamma_{ki} e_{pir} P_p P_r}{r_{41}^S} \right]; \quad (9)$$

δ_{mnp} – единичный симметричный тензор второго ранга; δ_{mnp} – единичный антисимметричный тензор третьего ранга; p_p – направляющие косинусы вектора решетки $\mathbf{K} || x^0$; r_{41}^S и P_{mnkl}^E – компоненты электрооптического тензора зажатого кристалла и фотоупругого тензора, измеренные при постоянном электрическом поле; γ_{ki} – компоненты тензора, обратного $\Gamma_{ik} = C_{ijk}^E p_j p_i$; C_{ijkl}^E и e_{pir} – компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Преобразование энергетических и поляризационных характеристик волн сигнала и накачки, взаимодействующих на рассматриваемой голографической решетке, описывается следующими уравнениями связанных волн [31]:

$$\frac{dC_{S1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m [g_I^* C_{P1} \exp(-i2\rho x) + (g_E - g_{abs}) C_{P2}] \exp(-\alpha x), \quad (10)$$

$$\frac{dC_{S2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m [(g_E - g_{abs}) C_{P1} + g_I C_{P2} \exp(i2\rho x)] \exp(-\alpha x), \quad (11)$$

$$\frac{dC_{P1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* [g_I C_{S1} \exp(i2\rho x) + (g_E + g_{abs}) C_{S2}] \exp(\alpha x), \quad (12)$$

$$\frac{dC_{P2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* [(g_E + g_{abs}) C_{S1} + g_I^* C_{S2} \exp(-i2\rho x)] \exp(\alpha x), \quad (13)$$

где $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{sc}$ – постоянная связи.

Коэффициенты $g_E = (e^* \Delta b e_1) = (e_2^* \Delta b e_2)$ и $g_{abs} = \alpha_g / (k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{sc})$ в уравнениях (10)–(13) характеризуют соответственно вклады фазовой и абсорбционной ком-

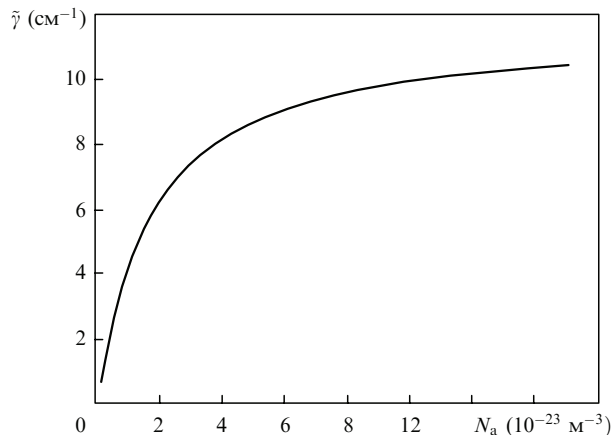
Табл.1. Коэффициенты, характеризующие межмодовые (g_E) и внутримодовые (g_I) процессы для различных направлений распространения волны накачки в кристаллах ВТО и BSO.

Направление распространения волны накачки $[mnp]$		[100]	$[\bar{1}00]$	[1 $\bar{1}0$]	$[\bar{1}10]$	[111]	$[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	[11 $\bar{2}$]	$[\bar{1}\bar{1}2]$
ВТО	g_I	i	-i	0	0	0	0	-0.467	0.467
	g_E	0	0	0	0	-0.266	0.266	0.216	-0.216
BSO	g_I	-i	i	0	0	0	0	0.407	-0.407
	g_E	0	0	0	0	0.235	-0.235	-0.130	0.130

понтент голограммы в межмодовые (с изменением собственного показателя преломления) процессы при встречном взаимодействии. Во внутримодовое взаимодействие (без изменения собственного показателя преломления), характеризуемое коэффициентом $g_I = (e_1^* \Delta b e_2)$, вносит вклад только фазовая составляющая данной голограммы. Вклад абсорбционной составляющей решетки является изотропным, и коэффициент g_{abs} не зависит от направления ее вектора \mathbf{K} , в рассматриваемом случае параллельного орту \mathbf{x}^0 : $\mathbf{K} = 2k_0 n_0 \mathbf{x}^0$. Анизотропия коэффициентов g_I и g_E , определяющих эффективность и поляризационные характеристики взаимодействия волн сигнала и накачки на отражательной голограмме, для кристалла ВТО подробно исследована в работе [31]. Значения коэффициентов g_I и g_E для кристаллов ВТО и BSO при наиболее часто используемых вариантах их ориентации, рассчитанные в соответствии с данными работ [23, 31], представлены в табл.1.

Значение входящей в уравнения (10)–(13) постоянной связи, определяющей эффективность взаимодействия на отражательной голограмме с малым пространственным периодом, ограничивается концентрацией ловушек N_a , по которым происходит перераспределение объемного заряда в фоторефрактивном кристалле. В стационарных условиях $\tilde{\gamma} = k_0 n_0^3 r_{41}^S \tilde{E}_{sc}$, где $\tilde{\gamma}$ – эффективная постоянная связи, а эффективное поле пространственного заряда \tilde{E}_{sc} определяется соотношением (6). Для фоторефрактивной голограммы Денисюка, сформированной на длине волны $\lambda = 633$ нм в кристалле ВТО ($L = 123$ нм), зависимость постоянной связи $\tilde{\gamma}$ от концентрации акцепторных центров N_a представлена на рис.2.

Видно, что для кристаллов ВТО с концентрацией акцепторов $N_a = 4 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$ постоянная связи $\tilde{\gamma}$ имеет значение 8 см^{-1} , достигаемое в геометрии формирования голограммы «на пропускание» только во внешнем электрическом поле.

Рис.2. Зависимость эффективной постоянной связи $\tilde{\gamma}$ от концентрации ловушечных центров N_a .

3. Двухпучковое взаимодействие линейно поляризованных волн

При линейной поляризации взаимодействующих волн их амплитуды удовлетворяют условиям $C_{P1}(x) = C_{P2}^*(x) = C_P(x)$ и $C_{S1}(x) = C_{S2}^*(x) = C_S(x)$ и могут быть представлены в следующем виде:

$$C_{P1,2}(x) = |C_P(x)| \exp[\mp i\varphi_P(x)], \quad (14)$$

$$C_{S1,2}(x) = |C_S(x)| \exp[\pm i\varphi_S(x)].$$

В этом случае переход к интенсивностям волн сигнала и накачки в кристалле, $\tilde{I}_S(x) \sim [|C_{S1}(x)|^2 + |C_{S2}(x)|^2] \times \exp(\alpha x)$ и $\tilde{I}_P(x) \sim [|C_{P1}(x)|^2 + |C_{P2}(x)|^2] \exp(-\alpha x)$, позволяет получить из системы уравнений (10)–(13) уравнения, описывающие встречное взаимодействие при линейной поляризации волн в кристалле произвольной ориентации [31]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{I}_S}{\partial x} = & \alpha \tilde{I}_S - \gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \\ & + (g_E - g_{abs}) \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_S \tilde{I}_P}{\tilde{I}_S + \tilde{I}_P}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{I}_P}{\partial x} = & -\alpha \tilde{I}_P - \gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \\ & + (g_E + g_{abs}) \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_S \tilde{I}_P}{\tilde{I}_S + \tilde{I}_P}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_S}{\partial x} = & \frac{\gamma}{2} [|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \\ & + (g_E - g_{abs}) \sin(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_P}{\tilde{I}_S + \tilde{I}_P}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_P}{\partial x} = & \frac{\gamma}{2} [|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \\ & - (g_E + g_{abs}) \sin(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_S}{\tilde{I}_S + \tilde{I}_P}, \end{aligned} \quad (18)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_S - \varphi_P$; φ_I – аргумент комплексного коэффициента g_I . В случае пренебрежимо малого вклада абсорбционной решетки во взаимодействие из уравнений (15) и (16) получаем

$$\begin{aligned} \tilde{I}_S(x) \tilde{I}_P(x) = & \tilde{I}_S(0) \tilde{I}_P(0) \times \\ & \times \exp \left\{ -\gamma \int_0^x [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) \right. \\ & \left. + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) dx \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

что позволяет ввести эффективный коэффициент усиления для встречного взаимодействия в кристалле толщиной d [31]:

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{\gamma}{d} \int_{-d}^0 [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_S + \varphi_P) + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) dx. \quad (20)$$

Этот коэффициент может быть выражен через интенсивности взаимодействующих волн, которые можно определить из экспериментальных данных:

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{\tilde{I}_S(-d)\tilde{I}_P(-d)}{\tilde{I}_S(0)\tilde{I}_P(0)} \right\}. \quad (21)$$

Коэффициент Γ_{eff} характеризует эффективность встречного векторного взаимодействия на фазовой отражательной решетке и не зависит от поглощения света в кристалле, а также от изменений поглощения, происходящих в процессе ее формирования.

Анализ представленных в табл.1 коэффициентов g_I и g_E показывает, что эффективность двухпучкового взаимодействия на отражательной голограмме Денисюка максимальна в кристаллах среза (100). Однако максимум взаимодействия наблюдается при ориентации векторов поляризации световых волн вдоль направлений $\{011\}$ [23, 31]. Вращение плоскости поляризации за счет естественной оптической активности снижает эффективный коэффициент усиления тем сильнее, чем больше толщина кристалла. Это хорошо заметно на рис.3,а, взятом из работы [31], где представлены результаты, полученные при численном интегрировании системы уравнений (10)–(13) для кристалла титаната висмута среза (100) с удельным оптическим вращением $\rho = -6.34$ град·мм⁻¹ и эффективной постоянной связи $\tilde{\gamma} = 6.8$ см⁻¹ на длине волны $\lambda = 633$ нм. В расчетах полагалось, что отражательная голограмма сформирована при взаимодействии падающего пучка накачки с отраженным от выходной грани образца ($x = 0$) сигнальным пучком, а входная грань ($x = -d$) просветлена с помощью антиотражающего покрытия. В этом случае интенсивности и фазы взаимодействующих волн при $x = 0$ связаны соотношениями $\tilde{I}_S(0) = \tilde{I}_P(0)R^2$ и $\varphi_P(0) = \varphi_S(0) = \theta_{P0}$, где R – френелевский коэффициент отражения для нормального падения, а θ_{P0} – угол между вектором поляризации светового поля на выходной грани кристалла и осью y используемой системы координат (см. рис.1).

Из рассчитанных по формуле (21) зависимостей эффективного коэффициента усиления от выходного угла θ_{P0} для кристаллов с толщинами $d = 0.1, 2.6$ и 5.0 мм видно, что максимум усиления ($\Gamma_{\text{eff}} = 6.8$ см⁻¹) достигается при минимальной толщине $d = 0.1$ мм для $\theta_{P0} = 135^\circ$. Для $\theta_{P0} = 45^\circ$ усиление достигает такого же экстремального, но отрицательного значения, соответствующего наибольшей перекачке мощности из сигнального пучка в пучок накачки. С увеличением толщины кристалла амплитуды экстремумов уменьшаются, и при отрицательных значениях оптического вращения они сдвигаются по углу θ_{P0} в сторону меньших значений тем сильнее, чем толще кристалл.

Представленные на рис.3,а точками экспериментальные данные [31] для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ толщиной $d = 2.6$ мм свидетельствуют как об их хорошем соответствии описанной выше модели встречного взаимо-

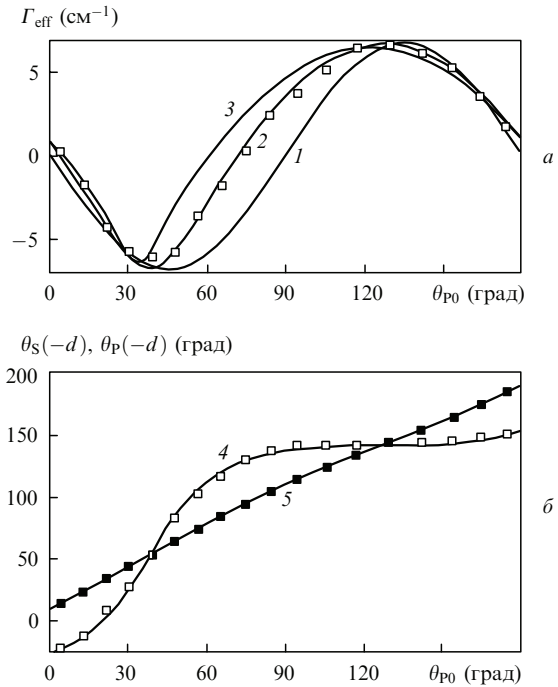


Рис.3. Зависимости эффективного коэффициента усиления Γ_{eff} для встречного взаимодействия (а) и поляризационных углов θ_S и θ_P (б) волн сигнала (4) и накачки (5) на входной грани $x = -d$ от угла θ_{P0} , характеризующего ориентацию вектора поляризации светового поля на выходной грани $x = 0$ для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ толщиной $d = 0.1$ (1), 2.6 (2, 4, 5) и 5.0 мм (3). Сплошные кривые – теория, точки – эксперимент.

действия плоских световых волн на динамической фоторефрактивной голограмме, так и о больших значениях коэффициента усиления, достигаемых в кристаллах титаната висмута без приложения внешнего электрического поля. Проведенные в работах [28, 30, 31, 42, 45, 46] эксперименты показали, что эффективный коэффициент усиления зависит от стехиометрического состава и примесей, содержащихся в кристаллах ВТО, и для образцов среза (100) толщиной до 10 мм принимает значения от 1 до 7.4 см⁻¹.

Изменение векторов поляризации волн сигнала и накачки, взаимодействующих в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$ с приведенными выше параметрами на динамической голограмме, иллюстрируется рис.3,б [31]. Сравнение зависимостей поляризационных углов $\theta_P(-d)$ и $\theta_S(-d)$, которыми характеризуются волны накачки и сигнала на входной грани $x = -d$, от «выходного» угла θ_{P0} с зависимостями $\Gamma_{\text{eff}}(\theta_{P0})$, представленными на рис.3,а, показывает, что поляризации этих волн одинаковы при экстремальных значениях коэффициента усиления. Однако максимальное дополнительное вращение плоскости поляризации сигнальной волны за счет взаимодействия на данной отражательной голограмме наблюдается при $\Gamma_{\text{eff}} = 0$.

Снижение коэффициента усиления с увеличением толщины кристалла приводит к тому, что при некотором ее значении $d > d_k$ срезы типа $\{100\}$ перестают быть оптимальными [35, 36]. «Оптимальным срезом» авторы в этом случае называют комплекс симметрично-эквивалентных плоскостей, параллельных рабочим граням кристалла с фиксированной толщиной и записанной фазовой отражательной голографической решеткой, для которого поляризационно оптимизированная дифракционная

эффективность голограммы η_{opt} достигает наибольших значений η_{max} .

Оптимальные срезы кристаллов толщиной $d > d_k$ характеризуются семейством плоскостей, нормали к которым расположены вблизи направлений $\{111\}$ в соответствии с симметрией осей третьего порядка [35, 36]. При изменении толщины кристалла нормали к плоскостям оптимальных срезов отклоняются в небольших пределах (угол между направлением любой из них и осью третьего порядка не превышает 7.6° для кристалла BSO), лишь в некоторых случаях (при $d = p\pi/(2\rho)$, где $p = 2, 4, \dots$) выходящая в ось третьего порядка типа $\langle 111 \rangle$.

Качественные оценки зависимости дифракционной эффективности отражательной голограммы и коэффициента усиления при двухволновом взаимодействии на отражательной голограмме, записанной в кристалле BSO, от толщины кристалла срезов (001) и (111) можно получить на основе анализа результатов, полученных в [32].

4. Адаптивный голографический коррелятор на динамических голограммах Денисюка

Измерительные системы, построенные на основе оптических или волоконно-оптических интерферометров, обладают рядом преимуществ, среди которых наиболее важным является их высокая чувствительность. Однако зачастую в реальных условиях высокая чувствительность начинает сказываться отрицательно, делая измерительную систему подверженной влиянию параметров окружающей среды (температуры, механических напряжений и вибраций, давления и т. п.). В то же время известно, что двухволновое смещение в фоторефрактивных кристаллах позволяет не только эффективно преобразовывать фазовую модуляцию оптического излучения интерферометра в модуляцию выходной оптической мощности, но и компенсировать низкочастотную модуляцию, вызванную изменением внешних условий [6–8, 47–49].

Использование отражательной схемы позволяет, как отмечалось выше, при достаточной концентрации фотоактивных ловушечных центров в фоторефрактивном кристалле формировать эффективные динамические голограммы без приложения к кристаллу внешнего электрического поля, а следовательно, существенно упростить измерительные системы, построенные на основе фоторефрактивных голограмм. Система фазовой демодуляции на основе таких динамических голограмм может быть построена по схеме спекл-коррелятора или интерферометра.

Реализация схемы адаптивного голографического коррелятора в фоторефрактивном кристалле возможна при использовании двух световых пучков, один из которых получен за счет частичного отражения введенной в кристалл световой волны от его выходной грани (рис. 4, а). Если исходная световая волна получена, например, на выходе многомодового волоконного световода (МВС) или в результате рассеяния когерентного излучения шероховатой поверхностью и имеет сложное спекловое распределение интенсивности (см. вставку на рис. 4, а), то дифракционная эффективность сформированной такой волной голограммы будет являться функцией пространственных координат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. При считывании такой голограммы исходным спекловым пучком

возникают дифрагированные волны, мощность которых будет определяться функцией пространственной корреляции между распределениями интенсивности спеклового поля и ее дифракционной эффективностью. Таким образом, изменение распределения интенсивности входной световой волны, вызванное внешним (измеряемым) воздействием, приведет к модуляции мощности отраженной от голограммы световой волны.

В случае световой волны, вышедшей из МВС, изменение мощности отраженного от голограммы излучения, вызванное перестройкой спекловой картины при внешнем воздействии, описывается выражением [50]

$$\Delta P_R(t) = \frac{P_{R0}}{2T} \int_0^T F(t, \tau) \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_R}\right) d\tau, \quad (22)$$

где

$$F(t, \tau) = \frac{\sin^2\{[\Delta\Phi(t) - \Delta\Phi(t - \tau)]/2\}}{\{[\Delta\Phi(t) - \Delta\Phi(t - \tau)]/2\}^2}; \quad (23)$$

τ_R – время записи голограммы; P_{R0} – мощность дифрагированного на отражательной голограмме излучения, соответствующая установившемуся режиму ($t \gg \tau_R$); $\Delta\Phi$ – разность фаз между модами МВС, изменяющаяся вследствие внешнего воздействия; T – характерное время (период) изменения разности фаз.

Следует отметить, что если продольный размер спеклов меньше толщины фоторефрактивного кристалла, то хаотические изменения спекл-картины, характерные для МВС, не приведут к модуляции мощности дифрагированного излучения в силу статистического усреднения последовательных вкладов в изменение мощности на разных «слоях» объемной голограммы. При детерминированном характере изменений спекл-картины, как, например, при отражении содержащей спекл-структуру волны от колеблющегося зеркала, повернутого к ней под углом 45° (рис. 4, а), сигнал демодуляции будет зарегистрирован. На рис. 4, б представлена форма сигнала демодуляции при внесении гармонической фазовой модуляции $\Delta\Phi = \Phi_0 \sin \Omega t$ в исходную волну. Изменение мощности дифрагированного излучения наблюдается в этом случае на частоте второй гармоники сигнала модуляции, что находится в соответствии с выражением (22), в котором подинтегральное выражение является четной функцией разности фаз $\Delta\Phi$.

Как отмечалось выше, коэффициент усиления при встречном двухволновом взаимодействии, который и определяет чувствительность адаптивного корреляционного фильтра к изменениям спекл-картины, в кристаллах среза (100) зависит от поляризации входного излучения. Кроме того, дифракция на отражательной голограмме в образцах данного среза в общем случае носит анизотропный характер, что ведет к изменению не только мощности, но и состояния поляризации отраженной световой волны (см. рис. 3, б).

Результаты экспериментального исследования зависимости эффективного коэффициента усиления Γ_{eff} и дополнительного вращения плоскости поляризации отраженной волны $\Delta\zeta_R$ от угла ζ_0 между плоскостью поляризации входной волны и осью [001] кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca, Ga}$ (срез (100), толщина $d = 8$ мм), используемого в экспериментах по реализации адаптивного голографического коррелятора, представлены на рис. 5.

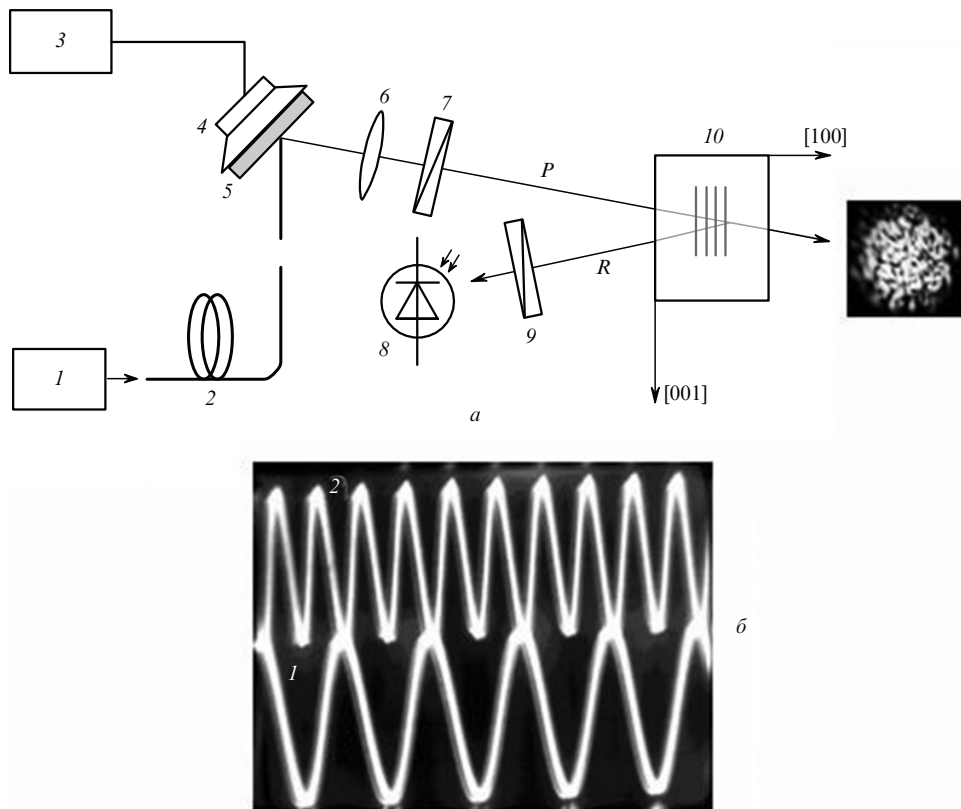


Рис.4. Схема адаптивной спекл-корреляционной измерительной системы на основе динамической голограммы Денисюка (а) и осциллограммы модуляционного сигнала (1) и сигнала фотодетектора, регистрирующего мощность отраженного на голограмме излучения (2) (б): 1 – лазер; 2 – многомодовый волоконный световод (МВС); 3 – звуковой генератор (ЗГ); 4 – динамик; 5 – зеркало; 6 – линза; 7 – поляризатор; 8 – фотодетектор (ФД); 9 – анализатор; 10 – фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО); P – входной световой пучок (волна накачки); R – отраженный световой пучок (сигнальная волна); на верхней фотографии представлено распределение интенсивности поля излучения на выходе МВС.

Максимальные значения Γ_{eff} и $\Delta\xi_R$ в данном кристалле составили 2.1 см^{-1} и 60° соответственно. Видно, что экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с численными расчетами, выполненными в соответствии с рассмотренной выше теоретической моделью. Как и для результатов, приведенных на рис.3 для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Fe, Cu}$, максимальное усиление/ос-

лабление сигнального луча (в данном случае при $\xi_0 = 150^\circ$ или 75°) наблюдается при минимальном дополнительном повороте его плоскости поляризации. В то же время максимальный наведенный поворот плоскости поляризации сигнального пучка сопровождается практически нулевым усилением (при $\xi_0 = 40^\circ$ и 110°). Это обстоятельство позволяет отдельно использовать как модуляцию мощности сигнального нестационарного светового пучка на отражательной решетке, так и модуляцию его поляризационного состояния, которое может быть легко зарегистрировано с помощью помещенного перед фотодетектором анализатора (см. рис.4,а).

На рис.6 представлены временные зависимости общей мощности P_R отраженного от решетки пучка, содержащего спекл-структуру, и амплитуды ее изменения на частоте второй гармоники (ΔP_R). Здесь рост амплитуды переменного сигнала соответствует динамике роста мощности отраженного от решетки светового пучка, т. е. отражает характер формирования решетки. Это подтверждает тот факт, что модуляция мощности отраженного излучения есть результат взаимодействия нестационарного оптического поля на динамической голограмме, формируемой этим полем в фоторефрактивном кристалле.

Временные зависимости амплитуды модуляции мощности отраженной световой волны на частотах первой и второй гармоник модуляционного сигнала в процессе формирования в кристалле отражательной решетки приведены на рис.7. Видно, что амплитуда первой гармоники (кривая 1) достигает гораздо меньших значений по

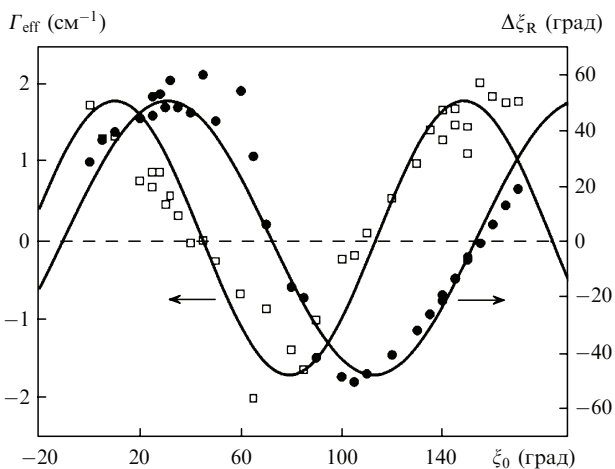


Рис.5. Экспериментальные зависимости эффективного коэффициента усиления Γ_{eff} (□) и дополнительного вращения плоскости поляризации отраженной волны $\Delta\xi_R$ (●) от угла ξ_0 между плоскостью поляризации входной волны и осью [001] кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca, Ga}$ (срез (100), толщина $d = 8 \text{ мм}$); сплошные кривые – теория.

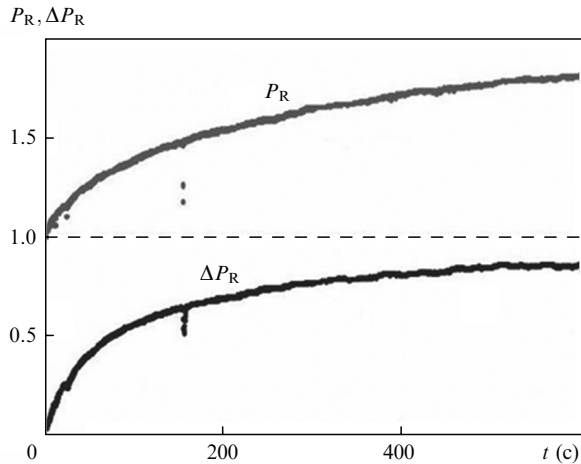


Рис.6. Временные зависимости мощности отраженного от решетки светового пучка (P_R) и амплитуды ее изменения на частоте второй гармоники (ΔP_R).

сравнению с амплитудой второй гармоники (кривая 2) и не является стабильной. Присутствие в переменном сигнале первой гармоники объясняется модуляцией спеклов на апертуре оптических элементов, а также случайными флуктуациями спекл-картины. Стабильный переменный сигнал наблюдается на второй гармонике, что находится в соответствии с выводами, сделанными ранее.

Для обработки нестационарного поля, содержащего спекл-структуру, на основе эффекта модуляции поляризационного состояния отраженного пучка угол ξ_0 между плоскостью поляризации входной волны и осью [001] кристалла был установлен равным 40° в соответствии с результатами, представленными на рис.5. Кроме того, перед фотодетектором был помещен анализатор, с помощью которого поляризационные изменения сигнального пучка преобразовывались в изменения интенсивности. Динамика амплитуды этих изменений на частоте второй гармоники представлена на рис.7 кривой 3. Видно, что здесь также наблюдается устойчивый сигнал, превышающий флуктуации на частоте первой гармоники.

Таким образом, использование отражательной схемы Денисюка позволяет реализовать адаптивную корреляционную фильтрацию в кубических фоторефрактивных кристаллах благодаря высокой эффективности голо-

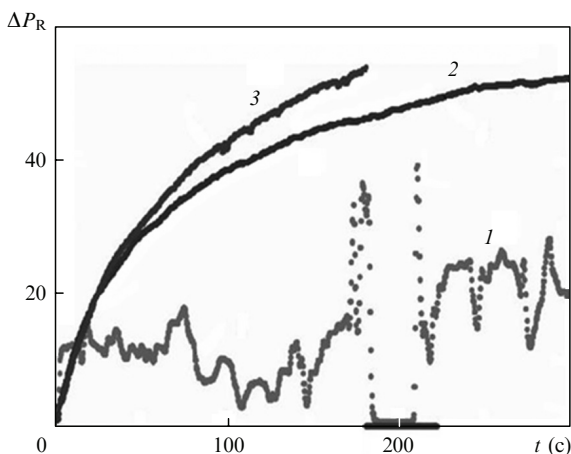


Рис.7. Временные зависимости амплитуды изменения мощности отраженного от решетки светового пучка на частоте первой (1) и второй (2, 3) гармоник.

граммы, не требующей использования внешнего электрического поля. Совместно с отсутствием в схеме внешней опорной волны это существенно упрощает измерительную систему, повышает ее надежность и снижает энергопотребление. Вместе с тем преобразование (удвоение) частоты выходного сигнала отрицательно сказывается на метрологических способностях измерительной системы, сужая область ее возможных приложений. Линейный режим фазовой демодуляции возможен при использовании векторного смещения волн на голограмме Денисюка.

5. Адаптивный интерферометр на основе векторного смещения волн на голограмме Денисюка

Для динамической голограммы, формирование которой осуществляется посредством двух световых волн, одна из которых получена за счет френелевского отражения от выходной грани кристалла (рис.4,а), модуляция фазы в отраженной волне повторяет все фазовые изменения исходной волны, что не позволяет использовать данную схему в качестве голографического демодулятора. Для реализации непосредственной демодуляции фазы световой волны необходимо использование опорной волны, не зависящей от сигнальной (рис.8,а).

Как известно, самодифракция двух когерентных волн на формируемой ими динамической голограмме приводит к перекачке мощности из одной волны в другую, а модуляция фазы, внесенная в одну из волн, – к модуляции выходных мощностей волн. При этом режим фазовой демодуляции зависит от фазового сдвига, который приобретает волна, являющаяся результатом дифракции на динамической голограмме. Если фазовый сдвиг для дифрагированного светового поля равен 0 или π , то реализуется квадратичный режим – демодуляционный сигнал возникает на частоте второй гармоники. Линейный режим фазовой демодуляции, при котором модуляция мощности возникает на той же частоте, что и модуляция фазы, реализуется при фазовом сдвиге дифрагированного поля на $\pi/2$.

Величина фазового сдвига для дифрагированного поля, складывающаяся из разности фаз фоторефрактивной решетки и интерференционной картины и дополнительного сдвига $-\pi/2$ для дифракции на фазовой решетке, определяется механизмом записи голограммы в фоторефрактивном кристалле. При диффузионном механизме записи (в отсутствие внешнего электрического поля или в знакопеременном поле, период переключения которого меньше времени записи голограммы) суммарный фазовый сдвиг равен 0 или π , что соответствует квадратичному режиму фазовой демодуляции [1]. В случае дрейфовой записи, когда к кристаллу приложено постоянное электрическое поле, достигается линейный режим фазовой демодуляции (за счет обеспечения фазового сдвига на $\pi/2$ или $-\pi/2$) [1]. Однако сильное постоянное электрическое поле, прикладываемое к кристаллу, приводит к его перегреву (вплоть до разрушения). Как следствие, возникает необходимость проводить измерения в течение коротких интервалов времени, чередуя их с периодами «молчания» [7]. Кроме того, повышенное энергопотребление такой измерительной системы не позволяет использовать ее при длительном мониторинге в автономном режиме.

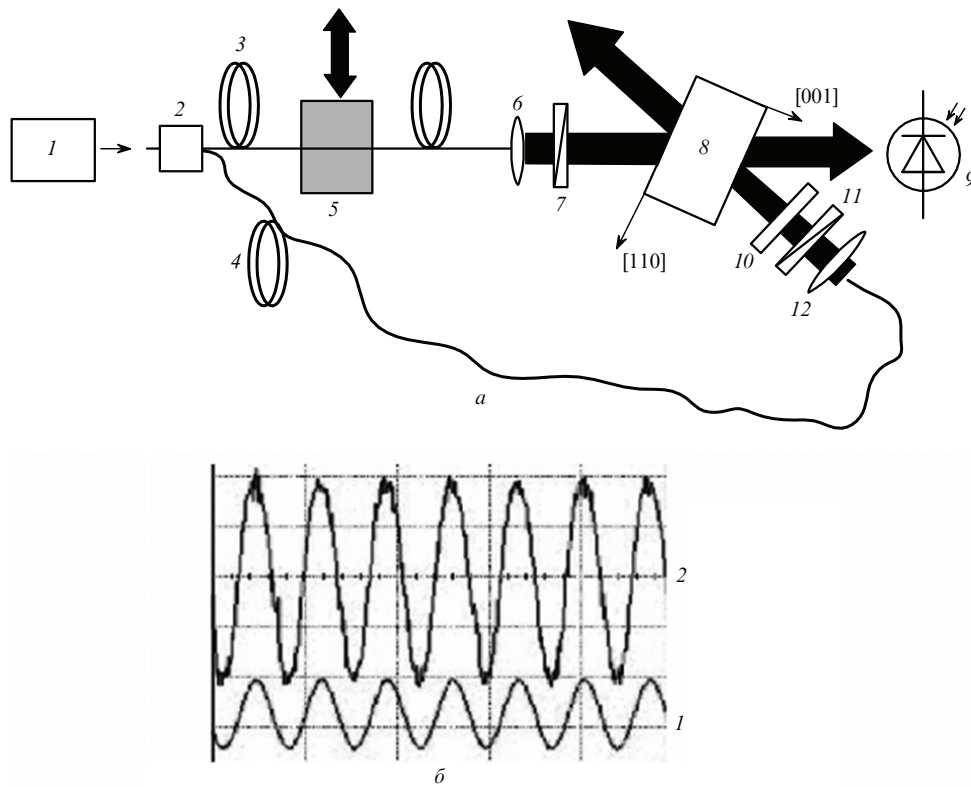


Рис.8. Схема адаптивного волоконно-оптического интерферометра на основе голограммы Денисюка (а) и осциллограммы модуляционного сигнала (1) и сигнала фотодетектора (2) (б):

1 – лазер; 2 – оптический разветвитель; 3, 4 – сигнальный и опорный волоконные световоды соответственно; 5 – модуляционное воздействие на волоконный световод; 6, 12 – линзы; 7 – поляризатор; 8 – фоторефрактивный кристалл; 9 – фотодетектор; 10 – анализатор; 11 – четверть-волновая пластинка.

Если дифракция световой волны на динамической голограмме носит анизотропный характер, когда плоскость поляризации дифрагированного поля поворачивается на 90° , то возможно достижение линейного режима преобразования модуляции фазы сигнальной волны в изменение ее мощности и при механизме записи диффузионного типа. Необходимым условием линейной демодуляции фазы является смещение двух волн с различными типами поляризации: одна волна должна иметь линейную поляризацию, другая – эллиптическую. Линейность демодуляции достигается за счет того, что внутренняя разность фаз в $\pi/2$ между ортогональными компонентами эллиптически поляризованной волны обеспечивает дополнительный фазовый сдвиг между прошедшей сигнальной волной и полем опорной волны. Линейный режим фазовой демодуляции, реализованный за счет векторного смещения волн с различной поляризацией на диффузионной голограмме в пропускающей геометрии, был впервые экспериментально продемонстрирован в работе [51]. Позднее данный подход был реализован в отражательной геометрии формирования динамической голограммы, показанной на рис.8,а [52]. Здесь сигнальная волна имеет линейную поляризацию, а опорная – эллиптическую. На основе строгой теории векторного смещения волн [53] было теоретически показано, что в рассматриваемой геометрии достигается линейный режим фазовой демодуляции, что наглядно подтверждают осциллограммы сигналов модуляции фазы и изменения оптической мощности, напрямую регистрируемые фотоприемником (рис.8,б).

Как известно, максимально возможной чувствительностью к фазовым изменениям обладает классический

гомодинный интерферометр, работающий в квадратурном режиме [7]. Для адаптивного интерферометра, принцип работы которого основан на диффузионной записи динамической голограммы, отношение δ_{rel} минимальной фиксируемой фазовой модуляции к предельно малой модуляции, детектируемой классическим интерферометром, определяется следующим выражением [54]:

$$\delta_{\text{rel}} = \sqrt{2} \exp\left(\frac{\alpha d}{2}\right) \frac{P_s}{\Delta P_s} \Phi_0, \quad (24)$$

где P_s и ΔP_s – мощность и амплитуда модуляции мощности сигнальной волны соответственно; Φ_0 – амплитуда модуляции фазы сигнальной световой волны.

Исследование зависимости относительного предела детектирования от пространственного периода голографической решетки L , формируемой в фоторефрактивном кристалле, позволяет сравнить с точки зрения чувствительности измерительной системы отражательную схему записи с пропускающей. На рис.9 представлены зависимости $\delta_{\text{rel}}(L)$, полученные в работе [54] для двух образцов кубического кристалла $\text{CdTe}:\text{V}$, в которых запись фоторефрактивных голограмм осуществляется ИК излучением с длиной волны $\lambda = 1064$ нм. Видно, что при уменьшении периода голографической решетки в пропускающей геометрии (с 5.2 до 0.8 мкм) относительный предел детектирования уменьшается, однако его минимальное значение для каждого образца достигается лишь в отражательной геометрии ($L = 0.19$ мкм). Как отмечалось выше, высокая эффективность отражательной голограммы (соответственно и высокая чувствительность адаптивного интерферометра на ее основе)

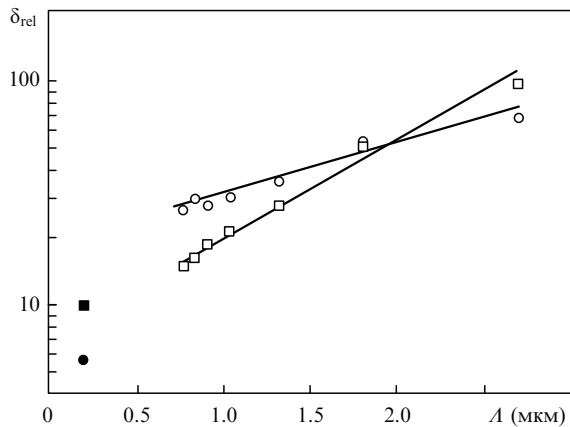


Рис.9. Зависимости относительного предела детектирования от периода голографической решетки для образцов кристалла CdTe: V в пропускающей геометрии записи (образец 1 (○) и образец 2 (□)) и в отражательной геометрии записи (образец 1 (●) и образец 2 (■)).

может достигаться лишь при достаточной концентрации фотоактивных ловушечных центров, которая для рассмотренного случая может быть оценена как $N_a \geq 2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Видно, что чувствительность адаптивного интерферометра, который построен на основе диффузионной голограммы, сформированной по схеме Денисюка, всего в 5.7 раза меньше чувствительности классического гомодинного интерферометра, не имеющего оптических потерь и не являющегося адаптивным.

6. Заключение

Таким образом, в статье рассмотрены работы, посвященные теоретическому анализу, экспериментальным исследованиям и применению в адаптивных измерительных системах динамических голограмм Денисюка, формируемых в кубических фоторефрактивных кристаллах. Изложена история развития исследований отражательных голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах. Представлены результаты различных авторов по определению оптимальных поляризаций взаимодействующих волн и оптимальных срезов кристаллов. Показано, что в общем случае, при толщине кристалла, большей критической, срезы (001) и (111) не являются оптимальными. При произвольной поляризации света рассмотрены уравнения связанных волн, описывающие встречное взаимодействие на отражательных решетках, которые сформированы за счет диффузионного механизма в кубических фоторефрактивных кристаллах произвольного среза, обладающих в общем случае естественной оптической активностью. Представлены результаты анализа двухлучевого взаимодействия волн с линейной поляризацией на отражательных фоторефрактивных решетках; отмечено, что в кристаллах титаната висмута среза (100), имеющих толщину менее 10 мм, эффективный коэффициент усиления при встречном взаимодействии может достигать 7 см^{-1} без приложения внешнего электрического поля.

Продемонстрирована возможность использования отражательной схемы Денисюка для реализации адаптивных элементов измерительных систем, построенных на основе оптических и волоконно-оптических интерферометров. Такие измерительные системы могут успешно

применяться в реальных условиях в силу способности подстраиваться под неконтролируемые изменения окружающих условий. Рассмотрены схемы встречного взаимодействия на отражательных голограммах в кристалле $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20} : \text{Са, Га}$, реализующие адаптивный корреляционный фильтр, а также адаптивный интерферометр на основе векторного смещения волн. Представлены результаты экспериментального исследования зависимости относительного предела детектирования голографического интерферометра от пространственного периода формируемой в кристаллах CdTe: V фоторефрактивной решетки, демонстрирующие преимущества схемы Денисюка перед традиционной пропускающей схемой записи фоторефрактивной голограммы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-81040_Бел_а и № 07-02-91015), программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)», а также Министерства образования Республики Беларусь (ГКПНИ «Фотоника»).

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб.: Наука, 1992).
2. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смешении* (М.: Наука, 1990).
3. Yeh P. *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics* (New York: Wiley, 1993).
4. Stepanov S.I. Applications of Photorefractive Crystals (Repts. Progr. Phys., 1994, v. 57, pp. 39–116).
5. Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. *The Physics and Application of Photorefractive Materials* (Oxford: Clarendon Press, 1996).
6. Kamshilin A.A., Jaaskelainen T., Kulchin Yu.N. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 705 (1998).
7. Delaye P., Blouin A., Drolet D., De Montmorillon L.-A., Roosen G., Monchalain J.-P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1723 (1997).
8. Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. *Opt. Lett.*, **27**, 1711 (2002).
9. Petrov M.P., Bryksin V.V., in *Photorefractive Materials and their Applications 2*. Ed. by P.Gunter, J.P.Huignard (Berlin: Springer-Verlag, 2007, pp. 285–325).
10. Денисюк Ю.Н. *ДАН СССР*, **144**, 1275 (1962).
11. Денисюк Ю.Н. *Оптика и спектроскопия*, **15**, 522 (1963).
12. Ja Y.H. *Opt. Quantum Electron.*, **14**, 547 (1982).
13. Yeh P. *J. Opt. Soc. Am.*, **73**, 1268 (1983).
14. Yeh P. *Appl. Opt.*, **23**, 2974 (1984).
15. Ja Y.H. *Opt. Quantum. Electron.*, **16**, 399 (1984).
16. Erbschloe D., Solimar L., Takacs J., Wilson T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 820 (1988).
17. Kukhtarev N.V., Dovgalenko G.E., Starkov V.N., *Appl. Phys. A*, **33**, 227 (1984).
18. Храмович Е.М., Шепелевич В.В. *Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук*, № 2, 106 (1987).
19. Kukhtarev N., Chen Bo Su, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Opt. Commun.*, **104**, 23 (1993).
20. Dovgalenko G., Salamo G., Duree G., et al., in *Digest of Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices (PRM'95)* (Washington: OSA, 1995, p. 295).
21. Miteva M., Nikolova L. *J. Modern. Opt.*, **43**, 1801 (1996).
22. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1179 (1997).
23. Мартынов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В. *ФТТ*, **44**, 1006 (2002).
24. Степанов С.И., Шандаров С.М., Хатьков Н.Д. *ФТТ*, **29**, 3054 (1987).
25. Shepelevich V.V., Shandarov S.M., Mandel A.E. *Ferroelectrics*, **110**, 235 (1990).
26. Волков В.И., Каргин Ю.Ф., Кухтарев Н.В., Привалко А.В., Семенец Т.И., Шандаров С.М., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **18**, 1237 (1991).
27. Шандаров С.М., Шепелевич В.В., Хатьков Н.Д. *Оптика и спектроскопия*, **70**, 1068 (1991).
28. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартынов

- А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокофьев В.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **31**, 343 (2001).
29. Мартянов А.Г., Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Мандель А.Е., Бочанова Н.В., Иванова Н.В., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **33**, 226 (2003).
30. Martyanov A.G., Antonova N.Yu., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Prokofiev V.V., in *ICO Topical Meeting on Polarization Optics* (Polvijarvi, Finland, 2003, p. 220).
31. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартянов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. *Квантовая электроника*, **35**, 163 (2005).
32. Шепелевич В.В., Навныко В.Н., Ничипорко С.Ф., Шандаров С.М., Мандель А.Е. *Письма в ЖТФ*, **29** (18), 22 (2003).
33. Lichtenberg S., Petrov V.M., Petter J., Tschudi T., Chamrai A.V., Petrov M.P. *Ukr. J. Phys.*, **49**, 467 (2004).
34. Навныко В.Н., Шепелевич В.В. *Письма в ЖТФ*, **33** (17), 16 (2007).
35. Навныко В.Н., Шепелевич В.В. *Вестник МозГПУ*, № 1, 21 (2006).
36. Навныко В.Н., Шепелевич В.В. *Изв. ГГУ им. Ф.Скорины*, **6**, 143 (2006).
37. Weber M., Shamonina E., Ringhofer K.H., von Bally G. *Opt. Mater.*, **18**, 119 (2001).
38. Von Bally G., Thien R., Kemper V. *Ukr. J. Phys.*, **49**, 457 (2004).
39. Ромашко Р.В., Шандаров С.М., Кульчин Ю.Н., Буримов Н.И., Лимарев Д.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **69**, 1143 (2005).
40. Hahn J., Petrov V., Petter J., Tschudi T., Petrov M. *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS)* (Washington, DC: OSA, 2003, Vol. 99, pp. 669–674).
41. Petrov V., Hahn J., Petter J., Petrov M., Tschudi T. *Opt. Lett.*, **30**, 3138 (2005).
42. Shandarov S.M., Burimov N.I., Dubtsov M.A., Sibagatulina V.G., Baklanov D.S., Kulchin Yu.N., Romashko R.V., Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V. *Laser Phys.*, **17**, 482 (2007).
43. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
44. Tayebati P., Mahgerefteh D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1053 (1991).
45. Веретенников С.Ю., Мандель А.Е., Шандаров С.М., Казарин А.В., Цуркан М.И., Плесовских А.М., Егорышева А.В., Каргин Ю.Ф., Бикеев О.Н., Шепелевич В.В. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **46** (2), 39 (2003).
46. Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V., Burkov V.I., Shandarov S.M., Mandel A.E., Skorikov V.M. *J. Crystal Growth*, **275**, 779 (2005).
47. Hall T.J., Fiddy M.A., Ner M.S. *Opt. Lett.*, **5**, 485 (1980).
48. Huignard J.P., Marrakchi A. *Opt. Lett.*, **6**, 622 (1981).
49. Stepanov S.I. *International Trends in Optics*. Ed. by J.W. Goodmen (New York, London: Acad. Press Inc., Ch. 9).
50. Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V.V. *Opt. Rev.*, **12**, 58 (2005).
51. Kamshilin A.A., Grachev A.I. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2923 (2002).
52. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **70**, 1296 (2006).
53. Sturman B.I., Podivilov E.V., Ringhofer K.H., Shamonina E., Kamenov V.P., Nippolainen E., Prokofiev V.V., Kamshilin A.A. *Phys. Rev. E*, **60**, 3332 (1999).
54. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Launay J.-C. *Opt. Express*, **15**, 545 (2007).