

# Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах

А.М.Плесовских, С.М.Шандаров, А.Г.Мартьянов, А.Е.Мандель,  
Н.И.Буримов, Е.А.Шаганова, Ю.Ф.Каргин, В.В.Волков, А.В.Егорышева

*Исследовано встречное двухволновое взаимодействие световых волн на голографических решетках отражательного типа в кубических фоторефрактивных кристаллах с естественной оптической активностью. Рассмотрена анизотропия вкладов внутримодовых (без изменения показателя преломления собственных циркулярно-поляризованных волн) и межмодовых процессов во взаимодействие волн для кристалла титаната висмута. Показано, что экспериментально измеренные поляризационные зависимости для эффективного коэффициента усиления и векторов поляризации взаимодействующих световых пучков на длине волны 633 нм в кристалле  $Bi_{12}TiO_{20}:Fe$ , Si среза (100) толщиной 2.6 мм хорошо согласуются с результатами численного расчета при константе двухпучковой связи, равной  $6.8 \text{ см}^{-1}$ .*

**Ключевые слова:** фоторефрактивная решетка, двухволновое взаимодействие, титанат висмута.

## 1. Введение

Фоторефрактивные кубические кристаллы силленитов  $Bi_{12}MO_{20}$  ( $M = Ge, Si, Ti$ ) характеризуются быстрым нелинейным откликом и обладают естественной оптической активностью [1, 2]. Интерес к данным кристаллам связан с возможностью их использования в устройствах динамической голографии [1]. Для записи голографических решеток и взаимодействия на них световых волн наиболее часто используется попутное двухпучковое взаимодействие, когда пучки пересекаются в кристалле под углом, существенно меньшим  $90^\circ$ . Однако максимальная эффективность взаимодействия (в отсутствие приложенного к кристаллу внешнего электрического поля) может быть получена при встречном распространении пучков. В этом случае амплитуда фоторефрактивной решетки, формирующейся за счет диффузионного механизма, в отсутствие насыщения ловушек обратно пропорциональна ее периоду [1]. Преимуществом отражательных решеток, эффективное двухволновое взаимодействие на которых в кристаллах силленитов продемонстрировано в работах [3–9], является и возможность их простого формирования, когда сигнальный пучок возникает из пучка накачки при отражении от выходной грани [3]. Это позволяет существенно снизить зависимость процессов взаимодействия световых волн от внешних факторов, таких как вибрация элементов оптической схемы. Отражательные решетки и схемы на их основе могут быть

использованы для создания узкополосных оптических фильтров [10], голографических интерферометров [4] и для других практических применений [8, 9].

Векторное взаимодействие световых волн на фазовых отражательных решетках в фоторефрактивных кристаллах силленитов рассмотрено в работе [11] в приближении неистощимой накачки. Скалярная модель встречного взаимодействия линейно поляризованных волн, учитывающая изменение мощности накачки, но не принимающая во внимание преобразование их поляризационного состояния, использовалась в [3] для анализа динамики формирования отражательной решетки в кристалле  $Bi_{12}TiO_{20}$  среза (100). Исследованию двухпучкового взаимодействия волн с круговой поляризацией в срезе (111) кубического гиротропного фоторефрактивного кристалла на отражательной решетке, имеющей фазовую и амплитудную составляющие, посвящена работа [6].

В настоящей работе изложены результаты анализа двухволнового взаимодействия на отражательных голографических решетках в кубических кристаллах в условиях преобразования поляризационного состояния светового поля за счет естественной оптической активности и в результате эффектов самовоздействия. В полученных общих соотношениях учтены анизотропия электрооптического и фотоупругого вкладов в фазовую модуляцию оптических свойств среды полем пространственного заряда решетки и ее абсорбционная составляющая, а также эффекты поглощения света и истощения накачки.

## 2. Общие уравнения

Рассмотрим взаимодействие световых волн сигнала ( $s$ ) и накачки ( $p$ ) с волновыми нормальными  $n_s$  и  $n_p$ , распространяющихся в противоположных направлениях параллельно оси  $x$  в кубическом фоторефрактивном кристалле (рис.1), принадлежащем к классу симметрии 23. В отсутствие приложенных к кристаллу внешних полей и при слабом оптическом поглощении световые поля этих

А.М.Плесовских, С.М.Шандаров, А.Г.Мартьянов, А.Е.Мандель, Н.И.Буримов, Е.А.Шаганова. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: shand@stack.ru, martalex@ed.rk.tusur.ru, maе@svch.rk.tusur.ru, bnik@online.tomsk.net, kora@mail.ru  
Ю.Ф.Каргин, В.В.Волков, А.В.Егорышева. Институт общей и неорганической химии им. Н.С.Курнакова РАН, Россия, 117907 Москва, Ленинский просп., 31; e-mail: yu.kargin@rambler.ru, anna.egorysheva@rambler.ru, v.volkov@rambler.ru

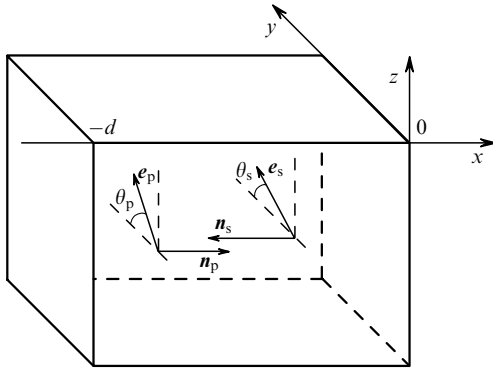


Рис. 1. Геометрия встречного взаимодействия световых волн сигнала (s) и накачки (p) в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле.

волн ввиду присущей кристаллу естественной оптической активности могут быть записаны в виде суперпозиции циркулярно поляризованных волн [11]:

$$E_p(x) = \{C_{p1}(x)e_1 \exp(-ik_0n_1x) + C_{p2}(x)e_2 \exp(-ik_0n_2x)\} \exp(-\frac{1}{2}\alpha x), \quad (1)$$

$$E_s(x) = \{C_{s1}(x)e_1^* \exp(ik_0n_1x) + C_{s2}e_2^* \exp(ik_0n_2x)\} \exp(\frac{1}{2}\alpha x), \quad (2)$$

где  $e_{1,2} = (y_0 \pm iz_0)/\sqrt{2}$  – соответствующие левой и правой круговой поляризации единичные векторы;  $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$  – показатели преломления собственных волн;  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – волновое число для вакуума;  $n_0$  и  $\alpha$  – показатель преломления и коэффициент поглощения для невозмущенного кристалла;  $\rho$  – его удельное оптическое вращение.

Образованная в кристалле волнами сигнала и накачки интерференционная картина имеет вектор решетки  $K = 2k_0n_0x_0$  и распределение интенсивности

$$I(x) = I_0(x) \left[ 1 + \frac{m(x)}{2} \exp(iKx) + \frac{m^*(x)}{2} \exp(-iKx) \right], \quad (3)$$

где  $K = |K| = 2\pi/\Lambda$ ;  $\Lambda$  – пространственный период картины; ее средняя интенсивность  $I_0$  и контраст  $m$  определяются выражениями

$$I_0(x) = [ |C_{p1}(x)|^2 + |C_{p2}(x)|^2 ] \exp(-\alpha x) + [ |C_{s1}(x)|^2 + |C_{s2}(x)|^2 ] \exp(\alpha x), \quad (4)$$

$$m(x) = 2 \frac{C_{s1}(x)C_{p2}^*(x) + C_{s2}(x)C_{p1}^*(x)}{I_0(x)}. \quad (5)$$

Неравномерное освещение кристалла приводит к неоднородному фотовозбуждению носителей заряда. Перемещаясь в кристалле за счет диффузионного механизма перераспределения, они формируют решетку поля пространственного заряда. Для случая  $m \ll 1$  можно полагать, что это поле содержит только первую пространственную гармонику с периодом  $\Lambda = \lambda/2n_0$ , сдвинутую относительно интерференционной картины на четверть этого периода [1], а ее амплитуда является линейной по контрасту:

$$E_1(x, t) = -im(x)E_{sc}(t), \quad (6)$$

где динамика формирования поля определяется функцией  $E_{sc}(t)$ , зависящей от механизма перераспределения носителей заряда. Ввиду того что кристаллы симметрии 23 обладают пьезоэлектрическими свойствами, в их фоторефрактивный отклик будет вносить вклад, наряду с электрооптическим, и фотоупругий эффект [12]. Из-за сложной структуры дефектных центров в кристалле могут формироваться также амплитудные решетки [13–15], связанные с эффектами фотоиндуцированного изменения поглощения света.

В линейном приближении по контрасту  $m$  амплитуду первой пространственной гармоники абсорбционной решетки представим в виде  $\Delta\alpha_1(x, t) = m(x)\alpha_g(t)$ , где  $\alpha_g(t)$  – параметр, характеризующий пространственно-неоднородные фотоиндуцированные изменения поглощения в кристалле. Учитывая локальную связь абсорбционной компоненты решетки с интерференционной картиной, а также вклады электрооптического и фотоупругого эффектов в ее фазовую составляющую, представим относительную диэлектрическую проницаемость кристалла на частоте световой волны в виде

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon^0 + \frac{\Delta\varepsilon^{ph}(x, t)}{2} \exp(iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^{ph^*}(x, t)}{2} \exp(-iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^a(x, t, m)}{2} \exp(iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^a(x, t, m^*)}{2} \exp(-iKx). \quad (7)$$

Компоненты тензоров  $\varepsilon^0$ ,  $\Delta\varepsilon^{ph}$  и  $\Delta\varepsilon^a$  для невозмущенного кристалла и наведенных в нем возмущений диэлектрической проницаемости с учетом приведенных в работах [12, 16] соотношений определяются выражениями

$$\varepsilon_{mn}^0 = \left( n_0^2 - i \frac{n_0\alpha}{k_0} \right) \delta_{mn} - i \frac{2n_0\rho}{k_0} \delta_{mnp}m_p, \quad (8)$$

$$\Delta\varepsilon_{mn}^{ph} = im(n_0^4 r_{41}^S E_{sc} \Delta b_{mn}), \Delta\varepsilon_{mn}^a(m) = -im \left( \frac{n_0}{k_0} \alpha_g \delta_{mn} \right), \quad (9)$$

$$\Delta b_{mn} = \left[ \delta_{mnp} |p_p + \frac{1}{r_{41}^S} (P_{mkl}^E p_l \gamma_{ki}^E e_{pir} p_p p_r) \right], \quad (10)$$

где  $\delta_{mn}$  – единичный симметричный тензор второго ранга;  $\delta_{mnp}$  – единичный антисимметричный тензор третьего ранга;  $p_{p,r,l}$  – направляющие косинусы вектора решетки  $K \parallel x_0$ ;  $r_{41}^S$  и  $P_{mkl}^E$  – компоненты электрооптического тензора зажатого кристалла и фотоупругого тензора, измеренные при постоянном электрическом поле;  $\gamma_{ki}^E$  – компоненты тензора, обратного к  $\Gamma_{ik} = C_{ijkl}^E p_j p_l$ ;  $C_{ijkl}^E$  и  $e_{pir}$  – компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Использование метода медленно меняющихся амплитуд и приведенных выше соотношений позволяет из волнового уравнения для кубических гиротропных кристаллов получить уравнения связанных волн, описывающие взаимодействие волн сигнала и накачки на отражательной голографической решетке,

$$\frac{dC_{s1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m [g_1^* C_{p1} \exp(-i2\rho x) + (g_E - g_a) C_{p2}] \exp(-\alpha x), \quad (11)$$

$$\frac{dC_{s2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m[(g_E - g_a)C_{p1} + g_1 C_{p2} \exp(i2\rho x)] \exp(-\alpha x), \quad (12)$$

$$\frac{dC_{p1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* [g_1 C_{s1} \exp(i2\rho x) + (g_E + g_a)C_{s2}] \exp(\alpha x), \quad (13)$$

$$\frac{dC_{p2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* [(g_E + g_a)C_{s1} + g_1^* C_{s2} \exp(-i2\rho x)] \exp(\alpha x), \quad (14)$$

где  $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{sc}$  – постоянная связи;  $g_1 = e_1^* \Delta b e_2$  и  $g_E = e_1^* \Delta b e_1 = e_2^* \Delta b e_2$  – тензорные свертки, описывающие соответственно вклад во встречное взаимодействие внутримодовых (без изменения собственного показателя преломления) и межмодовых процессов;  $g_a = \alpha_g / (k_0 n_0^3 \times r_{41}^S E_{sc})$  – коэффициент, описывающий относительный вклад абсорбционной решетки в двухлучковое взаимодействие.

Система уравнений (11)–(14) может быть использована для анализа двухволнового взаимодействия на отражательных голографических решетках в кубических фоторефрактивных кристаллах при произвольной поляризации световых пучков.

### 3. Анизотропия вкладов внутримодовых и межмодовых процессов во взаимодействие

Входящие в уравнения (11)–(14) коэффициенты  $g_1$ ,  $g_E$  и  $g_a$  определяют эффективность и поляризационные характеристики взаимодействия волн сигнала и накачки на отражательной решетке. Абсорбционная решетка вносит вклад в межмодовый процесс двухлучковой связи, происходящий с изменением собственного показателя преломления. Характеризующий этот вклад коэффициент  $g_a$  является действительной величиной, не зависящей от ориентации вектора решетки  $\mathbf{K}$  относительно кристаллографической системы координат. Анизотропия электрооптического эффекта и вторичного фотоупругого вклада приводит к ориентационной зависимости другого действительного коэффициента,  $g_E$ , дающего вклад в межмодовые процессы. Для ее анализа определим ориентацию оси  $x$ , с которой совпадает вектор  $\mathbf{K}$  принятой нами системы координат  $xuz$  (см. рис.1), относительно кристаллографических осей  $[001]$  и  $[100]$ , с помощью сферических координатных углов  $\beta$  и  $\alpha$ . Будем считать, что ось  $z$  всегда лежит в плоскости  $(001)$ , а ось  $y$  ориентирована в плоскости, проходящей через вектор решетки  $\mathbf{K}$  и направление  $[001]$  (рис.2).

Расчитанные для кристалла титаната висмута зависимости  $g_E$  от ориентационного угла  $\beta$  при некоторых постоянных углах  $\alpha$ , представленные на рис.3,а, с учетом симметрии кристалла полностью отражают анизотропию этого коэффициента. Отсюда следует, что при ориентации вектора отражательной решетки в кристаллографических плоскостях типа  $\{100\}$  (т.е.  $(100)$ ,  $(010)$  и  $(001)$ ) вклад ее фазовой (фоторефрактивной) составляющей в межмодовые процессы отсутствует. Этот вклад достигает максимальных значений при ориентациях вектора  $\mathbf{K}$  в плоскостях типа  $\{110\}$ , вдоль кристаллографических направлений вида  $\langle 111 \rangle$ .

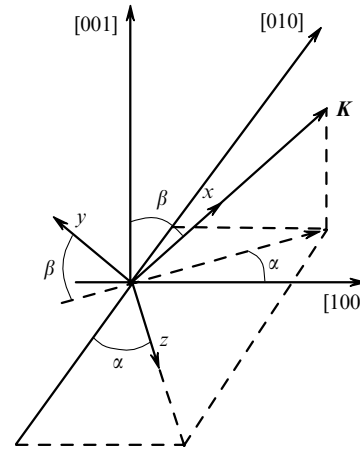


Рис.2. Ориентация осей рабочей системы координат  $xuz$  (см. рис.1) относительно кристаллографических осей.

Анизотропия коэффициента  $g_1 = |g_1| \exp(i\varphi_1)$ , дающего вклад во внутримодовые процессы и в общем случае являющегося комплексным, иллюстрируется рис.3,б и в, где представлены ориентационные зависимости его модуля и аргумента для кристалла титаната висмута. Модуль коэффициента  $g_1$  достигает максимума при ориен-

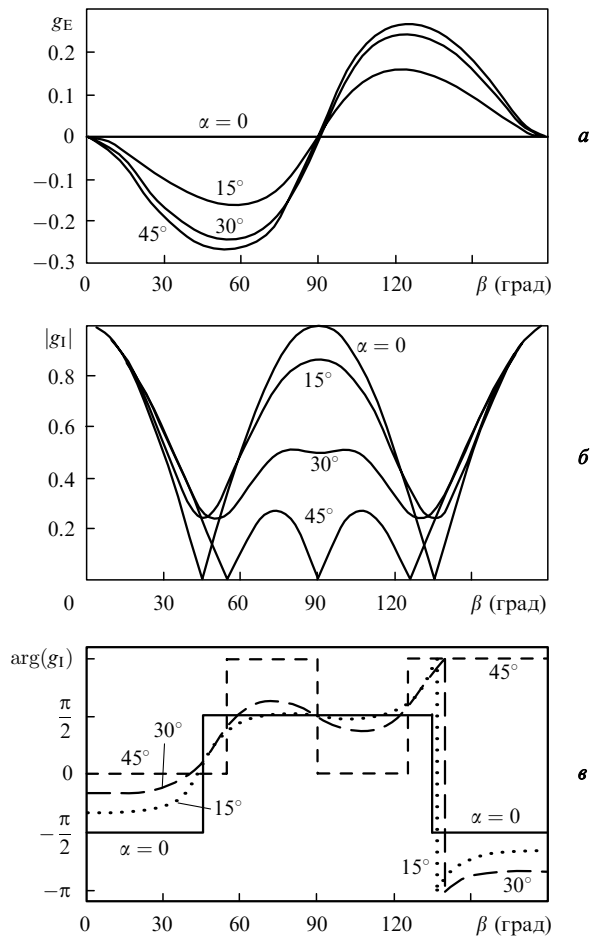


Рис.3. Зависимости действительного коэффициента  $g_E$ , характеризующего эффективность межмодовых процессов (а), а также модуля (б) и аргумента (в) коэффициента  $g_1$ , характеризующего внутримодовые процессы, от угла  $\beta$  между вектором решетки и кристаллографической осью  $[001]$  для различных ориентационных углов  $\alpha$ .

тации вектора решетки вдоль кристаллографических направлений вида  $\langle 100 \rangle$  (рис.3,б). В этом случае связь взаимодействующих на отражательной решетке встречных волн, обусловленная ее фоторефрактивной компонентой, осуществляется только за счет внутримодовых процессов ( $|g_I| = 1, g_E = 0$ ). При ориентации вектора  $\mathbf{K}$  вдоль направлений вида  $\langle 111 \rangle$  вклад этой компоненты во внутримодовые процессы отсутствует, в то время как коэффициент межмодовой связи принимает экстремальные значения ( $g_E = \pm 0.266$ , см. рис.3,а). Отметим, что фазовая составляющая отражательной решетки не приводит к взаимодействию волн при ориентации вектора  $\mathbf{K}$  вдоль кристаллографических направлений вида  $\langle 110 \rangle$  ( $|g_I| = 0, g_E = 0$ ). Для такого среза кубического фоторефрактивного кристалла встречное взаимодействие возможно только на амплитудной (абсорбционной) компоненте отражательной решетки.

Модуль коэффициента  $g_I$  определяется только ориентацией оси  $x$ , совпадающей с направлением вектора решетки  $\mathbf{K}$ , и не зависит от ориентации осей  $y$  и  $z$  относительно кристаллографической системы координат (см. рис.2). Однако аргумент  $\varphi_I$  коэффициента  $g_I$  инвариантностью к выбору осей  $y$  и  $z$  не обладает, поскольку фазы входящих в уравнения комплексных амплитуд собственных волн, характеризующих их поляризационное состояние, также зависят от ориентации этих осей. Приведенные на рис.3,в ориентационные зависимости отражают поведение аргумента коэффициента  $g_I$  для выбранной системы координат  $xuz$  (см. рис.2). В этом случае коэффициент  $g_I$  является чисто мнимым при векторе отражательной решетки, ориентированном в кристаллографических плоскостях типа  $\{100\}$ , и чисто вещественным для плоскостей типа  $\{110\}$ . При анализе анизотропии коэффициентов  $g_E$  и  $g_I$  использовались материальные параметры кристалла титаната висмута из работы [17].

#### 4. Двухпучковое взаимодействие линейно поляризованных волн

Из уравнений (11)–(14) и (6) следует, что 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 виде

$$C_{p1,2}(x) = |C_p(x)| \exp[\mp i\varphi_p(x)], \quad (15)$$

$$C_{s1,2}(x) = |C_s(x)| \exp[\pm i\varphi_s(x)].$$

В этом случае контраст интерференционной картины в кристалле, определяемый формулой (6), является действительной функцией координаты  $x$ :

$$m(x) = 2 \frac{C_s(x)C_p(x) + C_s^*(x)C_p^*(x)}{I_0(x)} = 2 \frac{|C_s(x)||C_p(x)| \cos[\varphi_s(x) - \varphi_p(x)]}{|C_p(x)|^2 \exp(-\alpha x) + |C_s(x)|^2 \exp(\alpha x)}, \quad (16)$$

а уравнения связанных волн (11)–(14) сводятся к следующим двум уравнениям:

$$\frac{dC_s}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \{ |g_I| C_p \exp[-i(2\rho x + \varphi_I)] + (g_E - g_a) C_p^* \} \exp(-\alpha x), \quad (17)$$

$$\frac{dC_p}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \{ |g_I| C_s \exp[i(2\rho x + \varphi_I)] + (g_E + g_a) C_s^* \} \exp(\alpha x). \quad (18)$$

Переходя к интенсивностям волн сигнала  $\tilde{I}_s(x) \sim [|C_{s1}(x)|^2 + |C_{s2}(x)|^2] \exp(\alpha x)$  и накачки  $\tilde{I}_p(x) \sim [|C_{p1}(x)|^2 + |C_{p2}(x)|^2] \exp(-\alpha x)$  в кристалле, из системы уравнений (17) и (18) получаем

$$\frac{\partial \tilde{I}_s}{\partial x} = \alpha \tilde{I}_s - \gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + (g_E - g_a) \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s \tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \tilde{I}_p}{\partial x} = -\alpha \tilde{I}_p - \gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + (g_E + g_a) \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s \tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \varphi_s}{\partial x} = \frac{\gamma}{2} [|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + (g_E - g_a) \sin(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial x} = \frac{\gamma}{2} [|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) - (g_E + g_a) \sin(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (22)$$

где  $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_p$ .

Уравнения (19)–(22) позволяют полностью описать встречное взаимодействие при линейной поляризации волн для произвольной ориентации кристалла с учетом электрооптического и фотоупругого эффектов и дифракции на абсорбционной решетке.

В случае пренебрежимо малого вклада абсорбционной решетки во взаимодействие из уравнений (19) и (20) получаем

$$\frac{1}{\tilde{I}_s \tilde{I}_p} \frac{d(\tilde{I}_s \tilde{I}_p)}{dx} = -\gamma [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi). \quad (23)$$

Интегрирование этого выражения приводит к результату

$$\tilde{I}_s(x) \tilde{I}_p(x) = \tilde{I}_s(0) \tilde{I}_p(0) \exp \left\{ -\gamma \int_0^x [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) dx \right\}, \quad (24)$$

позволяющему ввести эффективный коэффициент усиления для встречного взаимодействия в кристалле с толщиной  $d$  в виде

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{\gamma}{d} \int_{-d}^0 [|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi)] \cos(\Delta\varphi) dx. \quad (25)$$

Отметим, что данный коэффициент может быть выражен через интенсивности взаимодействующих волн:

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{\tilde{I}_s(-d)\tilde{I}_p(-d)}{\tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0)} \right\}, \quad (26)$$

которые, в свою очередь, могут быть легко определены из экспериментальных данных. Коэффициент  $\Gamma_{\text{eff}}$  характеризует эффективность встречного векторного взаимодействия на фазовой отражательной решетке и не зависит от поглощения света в кристалле, а также от изменений поглощения, происходящих (см. [3]) в процессе ее формирования.

### 5. Поляризационные зависимости для взаимодействия линейно поляризованных волн на фазовых решетках в срезе (100)

Результаты численного интегрирования системы уравнений (19)–(22) для фазовых решеток, сформированных в кристаллах титаната висмута среза (100) ( $g_1 = i$ ,  $g_E = 0$ ), показаны на рис.4. В расчетах использовалось значение удельного оптического вращения  $\rho = -6.34$  град·мм<sup>-1</sup>, типичное для титаната висмута на длине волны света  $\lambda = 633$  нм. Коэффициент поглощения и постоянная связи принимались соответственно равными  $\alpha = 2.3$  см<sup>-1</sup> и  $\gamma = 6.8$  см<sup>-1</sup>. Считалось, что фазовая голографическая решетка сформирована при взаимодействии падающего пучка накачки с отраженным от выходной грани образца ( $x = 0$ ) сигнальным пучком, а входная грань ( $x = -d$ ) (см. рис.1) просветлена с помощью антиотражающего покрытия. В этом случае интенсивности и фазы взаимодействующих волн при  $x = 0$  связаны соот-

ношениями  $\tilde{I}_s(0) = \tilde{I}_p(0)R^2$  и  $\varphi_s(0) = \varphi_p(0) = \theta_{p0}$ , которые использовались при интегрировании уравнений (19)–(22) в качестве начальных условий. Здесь  $R$  – френелевский коэффициент отражения для нормального падения и  $\theta_{p0}$  – угол между вектором поляризации светового поля на выходной грани кристалла и осью  $y$  используемой системы координат (см. рис.1).

Рассчитанные по результатам численного анализа в соответствии с формулой (26) зависимости эффективного коэффициента усиления от «выходного» угла  $\theta_{p0}$  для кристаллов с толщинами  $d = 0.1, 2.6$  и  $5.0$  мм представлены на рис.4,а. Видно, что максимум усиления ( $\Gamma_{\text{eff}} = 6.8$  см<sup>-1</sup>) достигается для кристалла с толщиной  $d = 0.1$  мм при  $\theta_{p0} = 135^\circ$ . При поляризационном угле  $\theta_{p0} = 45^\circ$  усиление достигает такого же максимального, но отрицательного значения, что соответствует наибольшей перекачке мощности из сигнального пучка в пучок накачки. С увеличением  $d$  амплитуды экстремумов уменьшаются, и при отрицательных значениях  $\rho$  они сдвигаются по углу  $\theta_{p0}$  в сторону меньших значений тем сильнее, чем толще кристалл.

При взаимодействии на отражательной решетке изменяется и ориентация векторов поляризации волн. Зависимости поляризационных углов  $\theta_p(-d)$  и  $\theta_s(-d)$ , которыми характеризуются волны накачки и сигнала на входной грани ( $x = -d$ ), от «выходного» угла  $\theta_{p0}$  для кристалла с толщиной  $d = 2.6$  мм, показаны на рис.4,б сплошными кривыми. Сравнение поляризационных зависимостей на рис. 4,а и б показывает, что поляризация волн сигнала и накачки на входной грани одинакова при экстремальных значениях коэффициента усиления  $\Gamma_{\text{eff}}$ . Максимальное дополнительное вращение плоскости поляризации сигнальной волны за счет взаимодействия на фазовой отражательной решетке имеет место, напротив, при нулевых значениях эффективного коэффициента усиления.

### 6. Эксперимент

Для исследования поляризационных зависимостей двухпучкового взаимодействия света с длиной волны 633 нм на отражательных решетках использовался монокристаллический образец  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$  среза (100) с толщиной  $d = 2.6$  мм. Кристалл был выращен раствор-расплавным методом, и по данным химического анализа массовая концентрация железа и меди была соответственно 0.043 % и 0.0046 %. В эксперименте, методика которого изложена в работах [3, 6, 7], взаимодействие происходило на отражательной решетке, сформированной картиной интерференции пучка накачки с отраженным от входной грани образца ( $x = 0$ ) (см. рис.1) сигнальным пучком. Небольшая клиновидность кристалла ( $\sim 1^\circ$ ) обеспечивала разделение пучков, отраженных от входной и выходной граней кристалла. После выхода на стационарный режим измерялись поляризации и интенсивности прошедшего через кристалл пучка накачки и отраженного от выходной грани «сигнального» пучка.

Эффективный коэффициент двухпучкового усиления на отражательной решетке  $\Gamma_{\text{eff}}$  рассчитывался из экспериментальных данных с использованием соотношения (26) и френелевского коэффициента отражения для нормального падения. Рассчитанная таким образом зависимость  $\Gamma_{\text{eff}}$  от угла  $\theta_{p0}$ , определяющего ориентацию вектора поляризации светового поля на «выходной» грани

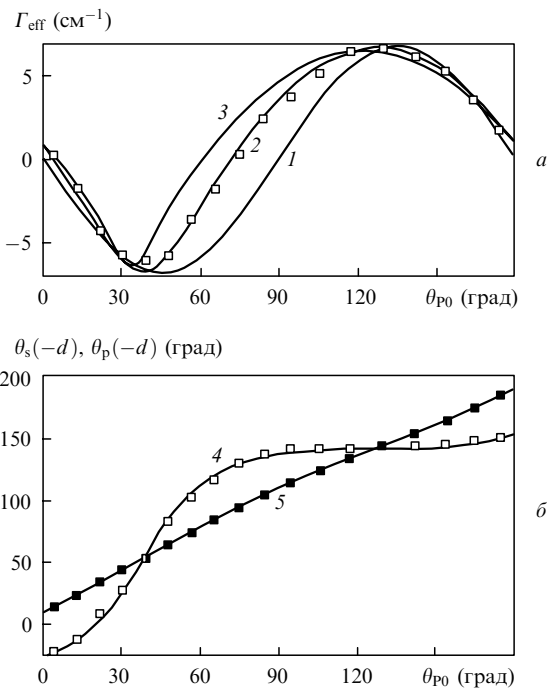


Рис.4. Зависимости эффективного коэффициента усиления для встречного взаимодействия (а) и поляризационных углов (б) волн сигнала (4) и накачки (5) на входной грани ( $x = -d$ ) от угла  $\theta_{p0}$ , характеризующего ориентацию вектора поляризации светового поля на выходной грани ( $x = 0$ ) для кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}, \text{Cu}$  толщиной  $d = 0.1$  (1), 2.6 (2, 4, 5) и 5.0 мм (3). Сплошные кривые – теория, точки – эксперимент.

кристалла, представлена точками на рис.4,а. Хорошее соответствие экспериментальных данных теоретической зависимости свидетельствует о фазовом характере отражательной фоторефрактивной решетки, формирующейся при встречном взаимодействии света в исследованном кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}$ ,  $\text{Cu}$  среза (100). Согласие между экспериментом и проведенными численными расчетами, находящееся в пределах точности измерений, имеет место и для зависимостей поляризационных углов  $\theta_p(-d)$  и  $\theta_s(-d)$  от «выходного» угла  $\theta_{p0}$ , представленных на рис.4,б.

## 7. Заключение

Таким образом, в работе получены уравнения связанных волн, описывающие векторное встречное двухпучковое взаимодействие на отражательных решетках, которые формируются в обладающих естественной оптической активностью кубических фоторефрактивных кристаллах. Проведен анализ анизотропии вкладов внутримодовых (без изменения показателя преломления собственных циркулярно-поляризованных волн) и межмодовых процессов во взаимодействие волн для кристалла титаната висмута. Для волн с линейной поляризацией получены уравнения, позволяющие полностью описать встречное взаимодействие при произвольной ориентации кристалла с учетом электрооптического и фотоупругого эффектов и дифракции на абсорбционной решетке. Численное интегрирование этих уравнений для кристалла титаната висмута среза (100) в случае пренебрежимо малой абсорбционной решетки показало, что максимальное значение достигаемого эффективного коэффициента усиления уменьшается с ростом толщины образца. Полученные экспериментально поляризационные зависимости для эффективного коэффициента усиления и векторов поляризации взаимодействующих в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}$ ,  $\text{Cu}$  данного среза световых пучков хорошо

согласуются с результатами проведенного теоретического анализа.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 02-02-81044) и INTAS (grant 1B 481).

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* (М.: Наука, 1990).
3. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартьянов А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокофьев В.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **31**, 343 (2001).
4. Kukhtatev N.V., Chen B.S., Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Opt. Commun.*, **104**, 23 (1993).
5. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1179 (1997).
6. Мартьянов 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).
7. Martyanov A.G., Antonova N.Yu., Shandarov S.M., Kargin Yu.F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Prokofiev V.V. *ICO Topical Meeting on Polarization Optics* (Joensuu, Finland, 2003, p. 220).
8. Von Bally G., Thien R., Kemper B. *Ukr. J. Phys.*, **49**, 457 (2004).
9. Lichtenberg S., Petrov V.M., Petter G., Tschudi T., Chamrai A.V., Petrov M.P. *Ukr. J. Phys.*, **49**, 467 (2004).
10. Канаев И.Ф., Малиновский В.К., Суровцев Н.В. *ФТТ*, **42**, 2079 (2000).
11. Мартьянов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В. *ФТТ*, **44**, 1006 (2002).
12. 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).
13. Tayebati P., Mahgerefteh D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1053 (1991).
14. Kamshilin A.A. *Opt. Commun.*, **93**, 350 (1992).
15. Shandarov S., Emelyanov A., Kobozev O., Reshet'ko A., Volkov V., Kargin Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2801**, 221 (1996).
16. Стурман Б.И., Подивилов Е.В., Каменов В.П., Нипполайнен Е., Камшилин А.А. *ЖЭТФ*, **119**, 125 (2001).
17. Кобозев О.В., Шандаров С.М., Литвинов Р.В., Максимов А.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. *Неорганические материалы*, **34**, 1486 (1998).