Двухволновое взаимодействие на фоторефрактивной решетке в кубических гиротропных кристаллах при сильной связи

© Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров, С.Г. Чистяков

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия

E-mail: shand@stack.ru

(Поступила в Редакцию 24 ноября 1999 г.)

Проанализировано влияние неоднонаправленного энергообмена на интенсивность и поляризационное состояние сигнальной волны при симметричном двухволновом взаимодействии на пропускающей фоторефрактивной решетке, сформированной за счет диффузионного механизма в гиротропном кубическом кристалле симметрии *23*.

Настоящая работа выполнена при частичной фининсовой поддержке фирмы "Интант" (г. Томск).

Взаимодействие световых волн на фоторефрактивной нелинейности в кубических гиротропных кристаллах интенсивно изучается в последнее время [1–15]. В работах [7,11] получены аналитические выражения для коэффициента двухпучкового усиления при диффузионной записи решетки с вектором **K**, ориентированным в плоскости (110) кристалла группы силленитов. При выводе этих выражений использовались, в частности, приближения неистощимой волны накачки и малой по сравнению с удельным вращением плоскости поляризации ρ константы двухпучковой связи γ.

В работах [10,13] показано, что при сильной связи, когда кристалл помещен во внешнее знакопеременное поле и условие $\gamma \ll \rho$ не выполняется, при двухпучковом взаимодействии становится заметным вклад неоднонаправленного энергообмена в общий коэффициент усиления. Эта добавка всегда направлена от сильного пучка к слабому, а ее поляризационная структура в случае одинаковой поляризации падающих на кристалл волн является ортогональной к поляризации слабого пучка в отсутствие сильного.

Условие $\gamma \ll \rho$ может не выполняться и для взаимодействия на фоторефрактивной решетке, сформированной за счет диффузии. Так, для кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$ удельное вращение составляет величину $\rho = 1.13\,\mathrm{cm}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 633\,\mathrm{nm}$ [16], сравнимую с коэффициентом двухпучковой связи для периодов фоторефрактивной решетки $\Lambda < 2\,\mu\mathrm{m}$.

В настоящей работе в приближении неистощимой волны накачки получены соотношения для коэффициента двухпучкового усиления на фоторефрактивной решетке диффузионного типа без ограничений на величину постоянной связи и на длину взаимодействия. Проведен анализ поляризационных зависимостей двухволнового взаимодействия для двух противоположных ориентаций кристалла относительно направления распространения света — вдоль осей [110] и $[\overline{1}\overline{1}0]$. Рассмотрены изменения состояния поляризации сигнальной волны в присутствии волны накачки.

1. Основные уравнения

Следуя работам [4,5], рассмотрим симметричное падение двух плоских когерентных поляризованных световых волн, сигнальной (S) и опорной (R), на границу фоторефрактивного кристалла (рис. 1). Будем использовать разложение светового поля на составляющие параллельные плоскости падения световых волн (ТМ-компоненты) и перпендикулярные ей ТЕ-компоненты. В параксиальном приближении и в пренебрежении поглощением света уравнения связанных волн могут быть представлены в виде [8]

$$\frac{dR_M}{dx} = \rho R_E - \frac{\gamma}{2I_0}\left(S_M^* R_M + S_E^* R_E\right)\left(H_{MM}S_M + H_{ME}S_E\right), \quad (1)$$

$$\frac{dR_E}{dx} = -\rho R_M - \frac{\gamma}{2I_0}\left(S_M^* R_M + S_E^* R_E\right)\left(H_{EM}S_M + H_{EE}S_E\right), \quad (2)$$

$$\frac{dS_M}{dx} = \rho S_E + \frac{\gamma}{2I_0}\left(S_M R_M^* + S_E R_E^*\right)\left(H_{MM}R_M + H_{ME}R_E\right), \quad (3)$$

$$\frac{dS_E}{dx} = -\rho S_M + \frac{\gamma}{2I_0}\left(S_M R_M^* + S_E R_E^*\right)\left(H_{EM}R_M + H_{EE}R_E\right), \quad (4)$$

где R_M и R_E, S_M и S_E — ТМ- и ТЕ-компоненты векторов напряженности электрического поля для волн накачки и сигнала соответственно; $I_0 = |R_M|^2 + |R_E|^2 + |S_M|^2 + |S_E|^2$ — полная интенсивность светового поля в кристалле; $\gamma = 2\pi n_0^3 r_{41}^s E_{sc}/\lambda_0$ — постоянная связи, n_0 — коэффициент преломления невозмущенного кристалла, r_{41}^s — электрооптическая константа механически зажатого кристалла. Величина E_{sc}, характеризующая поле пространственного заряда решетки, сформированной за счет диффузионного механизма, в случае одноуровневой зонной модели фоторефрактивного кристалла определяется выражением [16]

$$E_{sc} = \frac{E_D}{1 + (E_D/E_q)}, \quad (5)$$

где $E_D = (k_B T/e)K$ — диффузионное поле, $E_q = eN_A/(\varepsilon K)$ — поле насыщения ловушек, $K = 2\pi/\Lambda$, Λ — пространственный период решетки,

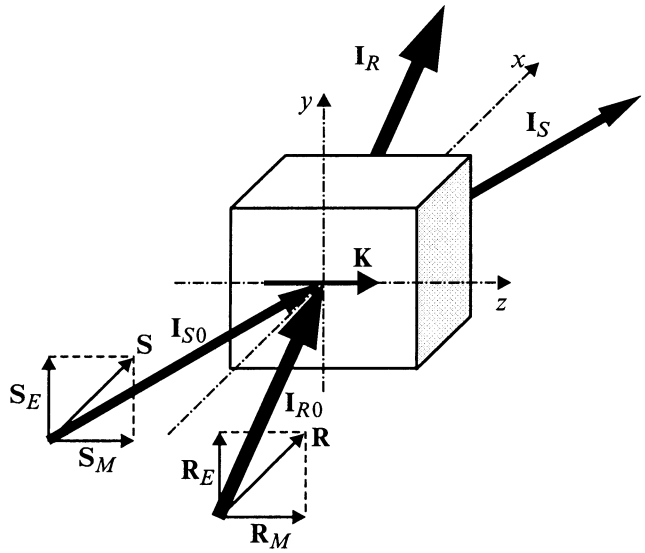

Рис. 1. Геометрия симметричного двухволнового взаимодействия на пропускающей фоторефрактивной решетке диффузионного типа, сформированной в кристалле с произвольной ориентацией относительно кристаллографических осей.

ε — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла. Элементы матрицы связи H_{MM}, H_{EE} и $H_{EM} = H_{ME}$, учитывающие как электрооптический эффект, так и пьезоэлектрический и фотоупругий эффекты, в параксиальном приближении выражаются следующим образом [8]:

$$H_{MM} = \mathbf{e}_M(\mathbf{H}_{G1} + \mathbf{H}_{G2})\mathbf{e}_M = \mathbf{z}^0(\mathbf{H}_{G1} + \mathbf{H}_{G2})\mathbf{z}^0, \quad (6)$$

$$H_{EE} = \mathbf{e}_E(\mathbf{H}_{G1} + \mathbf{H}_{G2})\mathbf{e}_E = \mathbf{y}^0(\mathbf{H}_{G1} + \mathbf{H}_{G2})\mathbf{y}^0, \quad (7)$$

$$H_{EM} = \mathbf{e}_M(\mathbf{H}_{G1} + \mathbf{H}_{G2})\mathbf{e}_E = \mathbf{z}^0(\mathbf{H}_{G1} + \mathbf{H}_{G2})\mathbf{y}^0, \quad (8)$$

где учтено, что единичные векторы $\mathbf{e}_M$ и $\mathbf{e}_E$ для TM- и TE-компонент совпадают с осями координат z и y (рис. 1). Компоненты матриц $\mathbf{H}_{G1}$ и $\mathbf{H}_{G2}$ определяются соотношением

$$\mathbf{H}_{G1} = \begin{bmatrix} 0 & q_3 & q_2 \\ q_3 & 0 & q_1 \\ q_2 & q_1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

$$(\mathbf{H}_{G2})_{mn} = \frac{p^E_{mnkl}\gamma_{ki}e'_i q_l}{r^s_{41}}, \quad (10)$$

где q_i — направляющие косинусы вектора решетки $\mathbf{K}$ в кристаллофизической системе координат; γ_{ki} — компоненты тензора $\gamma = \Gamma^{-1}$, обратного к тензору Кристоффеля с компонентами $\Gamma_{ik} = c^E_{ijkl}q_j q_l$; c^E_{mnkl} и p^E_{mnkl} — компоненты тензоров коэффициентов упругости и фотоупругих постоянных, измеренных при постоянном электрическом поле; $e'_k = e_{nkl}q_n q_l$; e_{nkl} — компоненты тензора пьезоэлектрических коэффициентов.

2. Взаимодействие в приближении неистощимой накачки

В этом приближении можно считать, что фоторефрактивная решетка не влияет на волну накачки, что позволяет отбросить слагаемые в правой части уравнений (1) и (2), содержащие константу взаимодействия γ. В этом случае реализуется вращение плоскости поляризации волны накачки за счет гиротропии при ее распространении в кристалле, и решение может быть записано в виде

$$R_M(x) = R_{M0}\cos(\rho x) + R_{E0}\sin(\rho x), \quad (11)$$

$$R_E(x) = R_{E0}\cos(\rho x) - R_{M0}\sin(\rho x), \quad (12)$$

где R_{M0} и R_{E0} — граничные значения TM- и TE-компонент амплитуды волны накачки.

Общее решение уравнений (3) и (4) может быть представлено в следующей форме:

$$S_M(x) = S^0_M(x)\exp\big(G(x)x\big) + \frac{\gamma}{2I_0}R^*_E(x)\Phi(x), \quad (13)$$

$$S_E(x) = S^0_E(x)\exp\big(G(x)x\big) - \frac{\gamma}{2I_0}R^*_M(x)\Phi(x), \quad (14)$$

где функции

$$S^0_M(x) = S_{M0}\cos(\rho x) + S_{E0}\sin(\rho x), \quad (15)$$

$$S^0_E(x) = S_{E0}\cos(\rho x) - S_{M0}\sin(\rho x) \quad (16)$$

являются решением указанной системы при $\gamma = 0$ и описывают поворот плоскости поляризации сигнальной волны за счет гиротропии при ее распространении в кристалле в отсутствие фоторефрактивного взаимодействия, а величины S_{M0} и S_{E0} равны граничным значениям TM- и TE-компонент амплитуды сигнальной волны.

Функции $G(x)$ и $\Phi(x)$ определяют два независимых интеграла системы (3), (4) и могут быть записаны как

$$G(x) = \frac{\gamma}{2}\Bigg\{H_\Sigma - 2\,\mathrm{Im}\Bigg[\frac{1-\exp(i2\rho x)}{2\rho x}(H_{EM} - iH_\Delta) \times \Bigg(\mathrm{Re}\Bigg(\frac{R^*_{M0}R_{E0}}{I_0}\Bigg) + i\frac{|R_{M0}|^2 - |R_{E0}|^2}{2I_0}\Bigg)\Bigg]\Bigg\}, \quad (17)$$

$$\Phi(x) = \int\limits_0^x \Big[J_0 + J_c\cos(2\rho\xi) - J_s\sin(2\rho\xi)\Big]\exp\big(G(\xi)\xi\big)d\xi, \quad (18)$$

где введены обозначения

$$J_0 = H_\Sigma(R_{M0}S_{E0} - R_{E0}S_{M0}), \quad (19)$$

$$J_c = H_{EM}(R_{E0}S_{E0} - R_{M0}S_{M0}) + H_\Delta(R_{E0}S_{M0} + R_{M0}S_{E0}), \quad (20)$$

$$J_s = H_\Delta(R_{M0}S_{M0} - R_{E0}S_{E0}) + H_{EM}(R_{E0}S_{M0} + R_{M0}S_{E0}), \quad (21)$$

$$H_\Sigma = \frac{H_{MM} + H_{EE}}{2}, \quad (22)$$

$$H_\Delta = \frac{H_{MM} - H_{EE}}{2}. \quad (23)$$

Отметим, что уравнения (13), (14) и (17), (18) аналогичны по структуре соотношениям для светового поля сигнальной волны, полученным в работе [10] на основе модового подхода. Найденные уравнения справедливы для произвольного среза гиротропного кубического кристалла и произвольной ориентации вектора **K** пропускающей фоторефрактивной решетки.

В случае одинаковой поляризации падающих на кристалл волн амплитуду светового поля сигнальной волны можно представить в виде суперпозиции

$$\mathbf{S}(x) = \mathbf{S}_{\parallel}(x)\exp\big[G(x)x\big] + \mathbf{S}_{\perp}(x)\frac{\gamma\Phi(x)}{2\sqrt{I_{S0}I_{R0}}}, \qquad (24)$$

где первая составляющая $\mathbf{S}_{\parallel}(x) = (S_{M0}\mathbf{z}^0 + S_{E0}\mathbf{y}^0)\cos(\rho x) + (S_{E0}\mathbf{z}^0 - S_{M0}\mathbf{y}^0)\sin(\rho x)$ есть векторная амплитуда сигнальной волны в отсутствие волны накачки (без взаимодействия), а вторая составляющая $\mathbf{S}_{\perp}(x) = (S^*_{E0}\mathbf{z}^0 - S^*_{M0}\mathbf{y}^0)\cos(\rho x) - (S^*_{M0}\mathbf{y}^0 + S^*_{E0}\mathbf{z}^0)\sin(\rho x)$ является ортогональной к вектору $\mathbf{S}_{\parallel}(x)$ $(\mathbf{S}_{\perp}(x)\,\mathbf{S}^*_{\parallel}(x) = 0)$; I_{S0} и $I_{R0} = I_R$ есть интенсивность сигнальной волны на границе $x = 0$ и интенсивность волны накачки соответственно. Таким образом, взаимодействие сигнальной волны с опорной волной на фоторефрактивной решетке, сформированной за счет диффузии, приводит не только к усилению по амплитуде, но и к изменению ее поляризационного состояния.

При одинаковой поляризации волн на границе кристалла коэффициент двухволнового усиления $\Gamma = \ln\big[I_S(x)/I_{S0}\big]/x$ можно представить в форме

$$\Gamma = 2G(x) + \frac{1}{x}\ln\left[1 + \frac{\gamma^2\exp\big(-2G(x)x\big)}{4I_{S0}I_{R0}}|\Phi(x)|^2\right], \qquad (25)$$

где первое слагаемое описывает обычную однонаправленную перекачку энергии, а второе — неоднонаправленную перекачку, всегда усиливающую слабую сигнальную волну [10,13].

При взаимодействии одинаково линейно поляризованных волн функции $G(x)$ и $\Phi(x)$ удобно выразить через угол φ_0 между вектором поляризации на входной грани и нормалью $\mathbf{y}^0$ к плоскости падения (рис. 2)

$$G_{LP}(x) = \frac{\pi n_0^3 r_{41}^s E_{\mathrm{sc}}}{\lambda}\left\{H_\Sigma + \frac{\sin\rho x}{\rho x}\Big[H_{EM}\sin(\rho x + 2\varphi_0) - H_\Delta\cos(\rho x + 2\varphi_0)\Big]\right\}, \qquad (26)$$

$$\Phi_{LP}(x) = \int_0^x \Big\{H_\Delta\sin\big[2(\rho\xi + \varphi_0)\big] + H_{EM}\cos\big[2(\rho\xi + \varphi_0)\big]\Big\} \times \exp\big(G_{LP}(\xi)\xi\big)d\xi, \qquad (27)$$

где интеграл $\Phi_{LP}(x)$ нормирован на величину $\sqrt{I_{S0}I_{R0}}$. В этом случае поляризация сигнальной волны в кристалле остается линейной, а соответствующие векторные

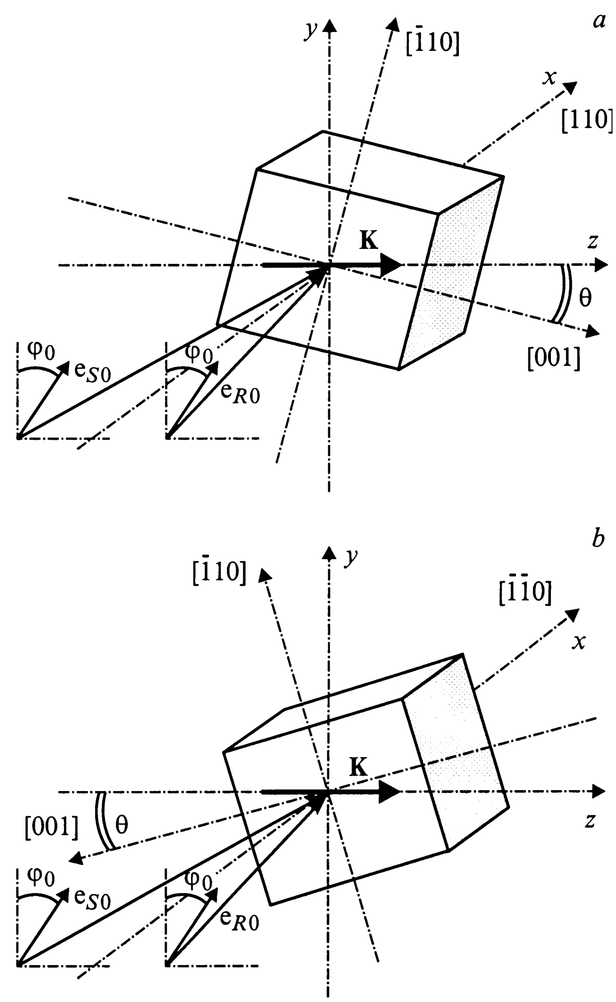

Рис. 2. Схемы попутного двухволнового взаимодействия в кубическом фоторефрактивном кристалле среза (110) для двух его противоположных ориентаций относительно сигнальной и опорной волн. a — $\mathbf{x}^0 \parallel [110]$, b — $\mathbf{x}^0 \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$.

составляющие в выражении (24) принимают вид

$$\mathbf{S}^{LP}_{\parallel}(x) = \sqrt{I_{S0}}\Big[\mathbf{y}^0\cos(\rho x + \varphi_0) + \mathbf{z}^0\sin(\rho x + \varphi_0)\Big],$$

$$\mathbf{S}^{LP}_{\perp}(x) = \sqrt{I_{S0}}\Big[-\mathbf{y}^0\sin(\rho x + \varphi_0) + \mathbf{z}^0\cos(\rho x + \varphi_0)\Big]. \qquad (28)$$

Угол поворота вектора поляризации сигнальной волны $\Delta\varphi$ при наличии волны накачки по сравнению со случаем отсутствия взаимодействия определяется выражением

$$\Delta\varphi = -\operatorname{arctg}\left(\frac{\pi n_0^3 r_{41}^s E_{\mathrm{sc}}}{\lambda}\,\Phi_{LP}(x)\exp\big(-G_{LP}(x)x\big)\right). \qquad (29)$$

При вращении плоскости поляризации сигнальной волны по часовой стрелке в отсутствие волны накачки положительное (отрицательное) значение угла $\Delta\varphi$ можно трактовать как усиление (ослабление) величины удельного вращения за счет взаимодействия.

При правой (r) или левой (l) круговой поляризации взаимодействующих волн световое поле сигнальной волны представляет суперпозицию двух циркулярно поляризованных составляющих с противоположным направлением вращения плоскости поляризации и его векторная амплитуда может быть записана в виде

$$\mathbf{S}_r(x) = \sqrt{I_{S0}}\exp\left[\left(\frac{\gamma}{2}H_\Sigma + i\rho\right)x\right]\left\{\frac{\mathbf{z}^0 + i\mathbf{y}^0}{\sqrt{2}} + \frac{\mathbf{z}^0 - i\mathbf{y}^0}{\sqrt{2}}\right.$$
$$\left.\times\frac{H_\Delta + iH_{EM}}{H_\Sigma + i(4\rho/\gamma)}\left(1 - \exp\left[-\left(\frac{\gamma}{2}H_\Sigma + i2\rho\right)x\right]\right)\right\}, \quad (30)$$

$$\mathbf{S}_l(x) = i\sqrt{I_{S0}}\exp\left[\left(\frac{\gamma}{2}H_\Sigma - i\rho\right)x\right]\left\{\frac{\mathbf{z}^0 - i\mathbf{y}^0}{\sqrt{2}} + \frac{\mathbf{z}^0 + i\mathbf{y}^0}{\sqrt{2}}\right.$$
$$\left.\times\frac{H_\Delta - iH_{EM}}{H_\Sigma - i(4\rho/\gamma)}\left(1 - \exp\left[-\left(\frac{\gamma}{2}H_\Sigma - i2\rho\right)x\right]\right)\right\}. \quad (31)$$

Таким образом, при взаимодействии с волной накачки поляризация сигнальной волны преобразуется в эллиптическую. Отношение осей эллипса поляризации $\delta = b/a$ представим в форме

$$\delta = \frac{A - B(x)}{A + B(x)}, \quad (32)$$

где

$$A = \sqrt{H_\Sigma^2 + (4\rho/\gamma)^2},$$

$$B(x) = \sqrt{\begin{aligned}(H_\Delta^2 + H_{EM}^2)\big[1 - 2\exp(-\gamma H_\Sigma x/2)\times\\ \times\cos(2\rho x) + \exp(-\gamma H_\Sigma x)\big]\end{aligned}}.$$

Наклон эллипса поляризации, зависящий от длины взаимодействия, будем характеризовать углом χ между полуосью b и координатной осью y

$$\chi = \frac{1}{2}\left\{\mathrm{arctg}\left[\frac{\sin(2\rho x)}{\exp(\gamma H_\Sigma x/2) - \cos(2\rho x)}\right]\right.$$
$$\left.+\,\mathrm{arctg}\left[\frac{H_\Sigma H_\Delta H_{EM} - H_\Delta(4\rho/\gamma)}{H_\Sigma H_\Delta + H_{EM}(4\rho/\gamma)}\right]\right\}. \quad (33)$$

При круговой поляризации взаимодействующих волн выражение (25) для коэффициента двухволнового усиления принимает простой вид

$$\Gamma = \gamma H_\Sigma + \frac{1}{x}\ln\left\{1 + \frac{H_\Delta^2 + H_{EM}^2}{H_\Sigma^2 + (4\rho/\gamma)^2}\left[1 - 2\exp\left(-\frac{\gamma}{2}H_\Sigma x\right)\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\cos(2\rho x) + \exp(-\gamma H_\Sigma x)\right]\right\}. \quad (34)$$

3. Взаимодействие волн одинаковой линейной поляризации в срезе (110)

Для кристаллов среза (110) полагаем, что вектор решетки $\mathbf{K}$ лежит в кристаллографической плоскости (110) и составляет угол θ с направлением [001] (рис. 2). В этом случае кристалл может иметь две противоположные ориентации относительно сигнальной и опорной волн, формирующих пропускающую фоторефрактивную решетку. Соответствующие им коэффициенты H_Σ, H_Δ и H_{EM} (см. (22), (23), (6)–(8)) могут быть выражены через компоненты H_{mn} матрицы $\mathbf{H}_G = \mathbf{H}_{G1} + \mathbf{H}_{G2}$ следующим образом:

$$H_\Sigma^\pm = \frac{\pm 1}{4}(H_{11} + H_{22} + 2H_{33} - 2H_{12}), \quad (35)$$

$$H_\Delta^\pm = \frac{\mp 1}{4}\left[(H_{11}+H_{22}-2H_{33}-2H_{12})\cos\theta + 4\sqrt{2}H_{13}\sin 2\theta\right], \quad (36)$$

$$H_{EM}^\pm = \frac{1}{4}(H_{11} + H_{22} - 2H_{33} - 2H_{12})\sin 2\theta - \sqrt{2}H_{13}\cos 2\theta, \quad (37)$$

где индексы "+" и "–" относятся к ориентации оси x вдоль кристаллографических направлений [110] (рис. 2, a) и [$\bar{1}$10] (рис. 2, b). Аналитические выражения для компонент H_{mn} в срезе (110) кристаллов симметрии *23* хорошо известны [7,17] и приведены в Приложении.

Отметим, что переход от одной ориентации к другой соответствует повороту кристалла относительно оси y, ортогональной вектору решетки, на 180°. Как следует из выражений (32)–(34), такой поворот приводит к смене знака коэффициентов $H_\Sigma^\pm$ и $H_\Delta^\pm$ (при неизменной абсолютной величине) и не изменяет величины коэффициента $H_{EM}^\pm$. Поэтому в общем случае интенсивность и поляризационное состояние сигнальной волны после взаимодействия с опорной будут различными для двух противоположных ориентаций кристалла.

В частном случае так называемой в поперечной геометрии [11] при ориентации вектора решетки $\mathbf{K}$ вдоль оси [$\bar{1}$10] кристалла ($\mathbf{K} \perp$ [001]) коэффициенты $H_\Sigma^\pm$ и $H_\Delta^\pm$ обращаются в нуль. Коэффициент $H_{EM}^\pm = r_{41}^T/r_{41}^s$ не зависит от ориентации образца и поляризационные зависимости коэффициента двухволнового усиления $\Gamma(\varphi_0)$ (кривые *1* на рис. 3) и угла поворота вектора поляризации сигнальной волны $\Delta\varphi(\varphi_0)$ (кривые *2* на рис. 3) не изменяются при повороте кристалла вокруг оси y на 180°. Приведенные зависимости соответствуют взаимодействию световых волн ($\lambda = 633$ nm) на фоторефрактивных решетках с пространственными периодами $\Lambda = 1\,\mu$m (рис. 3, a и b) и $\Lambda = 6\,\mu$m (рис. 3, c), сформированных за счет диффузионного механизма в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$ с удельным вращением плоскости поляризации $\rho = 6.3$ degree/mm. Высокая концентрация акцепторов $N_A = 3\cdot 10^{22}\,m^{-3}$ [18] в титанате висмута позволяет пренебречь эффектом насыщения ловушек для решеток с периодом $\Lambda > 1\,\mu$m и полагать $E_{sc} \cong E_D$

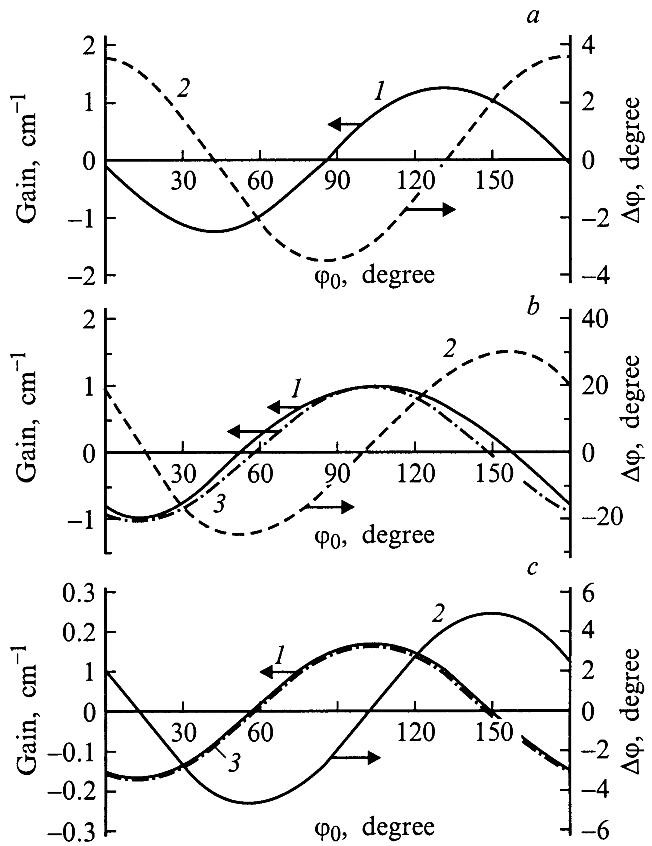

Рис. 3. Зависимость коэффициента двухволнового усиления Γ (*1*), $2G_0$ (*3*) и угла поворота поляризации сигнальной волны $\Delta\varphi$ (*2*) на выходе кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$ от входного угла поляризации волн φ_0 при ориентации вектора фоторефрактивной решетки $\mathbf{K}$ вдоль оси $[\bar{1}10]$. Кривые для $\mathbf{x}^0 \parallel [110]$ и $\mathbf{x}^0 \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$ совпадают. *a* — $d = 1$ mm, $\Lambda = 1\,\mu$m; *b* — $d = 1$ cm, $\Lambda = 1\,\mu$m; *c* — $d = 1$ cm, $\Lambda = 6\,\mu$m.

(см. формулу (5)). Здесь и далее в расчетах использовались параметры кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$ из работы [19].

Кривая *3* на рис. 3, *b* соответствует поляризационной зависимости общепринятого коэффициента усиления $2G(\varphi_0)$ (см. формулу (25)) без учета неоднонаправленного энергообмена. Можно видеть, что такой энергообмен заметно изменяет поляризационные зависимости $\Gamma(\varphi_0)$ для толстых кристаллов и малых периодов решетки, особенно при $2G \approx 0$. В то же время для тонких кристаллов или больших периодов решетки его вкладом в коэффициент двухволнового усиления можно пренебречь и полагать $\Gamma(\varphi_0) \cong 2G(\varphi_0)$. Большая величина неоднонаправленного энергообмена приводит к значительным изменениям поляризации сигнальной волны, достигающим значений $\Delta\varphi_m \approx 30^\circ$ для $\Lambda = 1\,\mu$m и $d = 10$ mm. Характерно, что для рассматриваемой ориентации вектора решетки $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}10]$ максимальный поворот вектора поляризации сигнальной волны $\Delta\varphi_m$ достигается для $\Gamma = 0$. В этом случае обычный энергообмен идет от слабого пучка к сильному, а неоднонаправленная перекачка в ортогональную поляризацию полностью его компенсирует. Поворот плоскости поляризации сигнального пучка за счет неоднонаправленной перекачки из опорной волны уменьшается при увеличении периода решетки и уменьшении длины взаимодействия, однако в рассмотренных выше случаях $\Lambda = 1\,\mu$m, $d = 1$ mm (рис. 3, *b*) и $\Lambda = 6\,\mu$m, $d = 10$ mm (рис. 3, *c*), когда ее вкладом в коэффициент двухволнового усиления можно пренебречь, достигает заметных величин $\Delta\varphi_m \approx 3.5^\circ$ и $\approx 4.9^\circ$ соответственно.

Коэффициент $H^{\pm}_{EM}$ обращается в нуль для двух частных ориентаций вектора решетки: $\mathbf{K} \parallel [00\bar{1}]$ (продольная геометрия [11]) и $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}11]$. В этом случае коэффициент двухволнового усиления без неоднонаправленного энергообмена $2G_{LP}(\varphi_0)$ меняет знак на противоположный при повороте кристалла вокруг оси y на 180°. Такие особенности поведения двухволнового взаимодействия иллюстрируются представленными на рис. 4, *a* поляризационными зависимостями $\Gamma(\varphi_0)$ и $\Delta\varphi(\varphi_0)$ при ориентации вектора решетки $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}11]$ в тонком кристалле ($d = 1$ mm). При малых длинах взаимодействия вклад неоднонаправленного энергообмена незначителен, и зависимости $\Gamma(\varphi_0)$ и $\Delta\varphi(\varphi_0)$ для двух противоположных ориентаций кристалла ($\mathbf{x}^0 \parallel [110]$ и $\mathbf{x}^0 \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$) практически взаимно симметричны относительно нулевого уровня. При увеличении длины взаимодействия (рис. 4, *b*) взаимная симметрия кривых исчезает, поскольку неоднона-

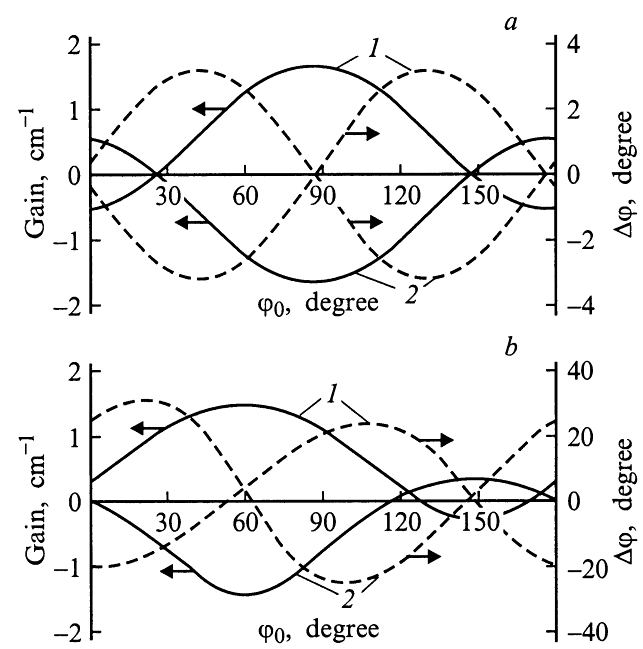

Рис. 4. Зависимость коэффициента двухволнового усиления (сплошные кривые) и угла поворота поляризации сигнальной волны $\Delta\varphi$ (штриховые кривые) на выходе кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$ толщиной $d = 1$ mm (*a*) и $d = 1$ cm (*b*) от входного угла поляризации волн φ_0 при ориентации вектора фоторефрактивной решетки $\mathbf{K}$ вдоль оси $[\bar{1}11]$. Кривые *1* соответствуют ориентации $\mathbf{x}^0 \parallel [110]$, кривые *2* — $\mathbf{x}^0 \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$. Пространственный период решетки $\Lambda = 1\,\mu$m.

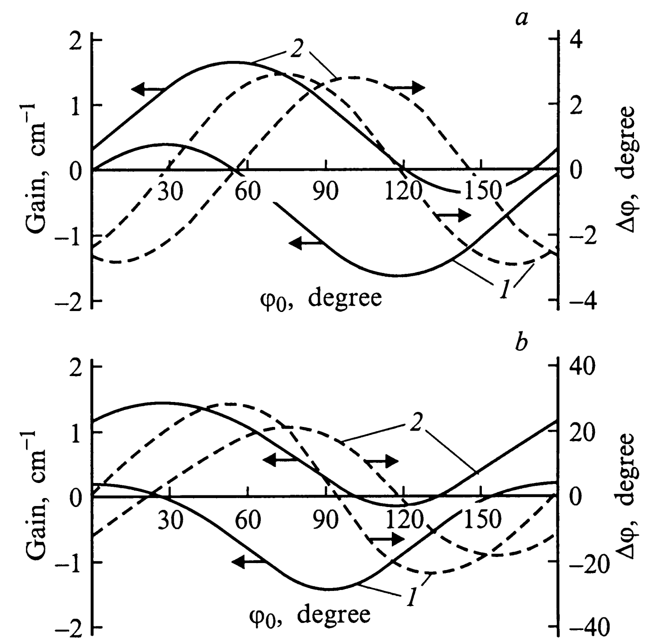

Рис. 5. Зависимости $\Gamma(\varphi_0)$ (сплошные кривые) и $\Delta\varphi(\varphi_0)$ (штриховые кривые) на выходе кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$ толщиной $d = 1\,\mathrm{mm}$ (a) и $d = 1\,\mathrm{cm}$ (b) для $\mathbf{K} \parallel [\overline{11}\bar{2}]$ и $\Lambda = 1\,\mu\mathrm{m}$. Кривые *1* соответствуют ориентации — $\mathbf{x}^0 \parallel [110]$, кривые *2* — $\mathbf{x}^0 \parallel [\bar{1}10]$.

правленный энергообмен, всегда увеличивающий амплитуду слабого пучка [10,13], дает заметные положительные добавки к коэффициенту двухволнового усиления.

Особенности поведения поляризационных зависимостей для более общего случая, когда все коэффициенты $H^{\pm}_{\Sigma}$, $H^{\pm}_{\Delta}$ и $H^{\pm}_{EM}$ отличны от нуля, иллюстрируются рис. 5. Представленные кривые соответствуют ориентации вектора решетки вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}2]$ и не обладают какой-либо симметрией относительно поворота кристалла вокруг оси y на 180° как для больших, так и для малых длин взаимодействия.

Из анализа соответствующих друг другу зависимостей $\Delta\varphi(\varphi_0)$ и $\Gamma(\varphi_0)$ на рис. 3–5 и соотношений (25)–(27) и (29) легко показать, что экстремальные значения угла поворота вектора поляризации сигнальной волны $\Delta\varphi_m$ имеют место при экстремумах скорости изменения коэффициента двухволнового усиления $\Gamma(\varphi_0)$. Отметим, что максимальное (минимальное) значение угла поворота $\Delta\varphi_m$ соответствует минимуму (максимуму) производной $d\Gamma/d\varphi_0$.

Таким образом, показано, что вклад неоднонаправленного энергообмена в двухволновое взаимодействие на фоторефрактивной решетке диффузионного типа, сформированной в кубическом гиротропном кристалле, может приводить к значительному изменению как интенсивности сигнальной волны, так и ее поляризационного состояния.

Приложение

Следуя работе [17], зависимости компонент симметричной матрицы $\mathbf{H}_G = \mathbf{H}_{G1} + \mathbf{H}_{G2}$ от угла θ, определяющего ориентацию вектора решетки $\mathbf{K}$ в плоскости (110) кристалла симметрии *23* (рис. 2), могут быть представлены в виде

$$H_{11} = \frac{e_{14}\sin^2\theta\cos\theta}{r^u_{41}C(\theta)}\Big\{(p_{11}+p_{12})\Big[2C_{11}\cos^2\theta + \big(C^E_{44}-C_{12}\big)\sin^2\theta\Big] + p_{21}\Big[C_{11}\sin^2\theta + C_{12}\big(1-5\cos^2\theta\big) - 2C^E_{44}\cos 2\theta\Big]\Big\}, \tag{П1}$$

$$H_{22} = \frac{e_{14}\sin^2\theta\cos\theta}{r^u_{41}C(\theta)}\Big\{(p_{11}+p_{21})\Big[2C_{11}\cos^2\theta + \big(C^E_{44}-C_{12}\big)\sin^2\theta\Big] + p_{12}\Big[C_{11}\sin^2\theta + C_{12}\big(1-5\cos^2\theta\big) - 2C^E_{44}\cos 2\theta\Big]\Big\}, \tag{П2}$$

$$H_{33} = \frac{e_{14}\sin^2\theta\cos\theta}{r^u_{41}C(\theta)}\Big\{(p_{12}+p_{21})\Big[2C_{11}\cos^2\theta + \big(C^E_{44}-C_{12}\big)\sin^2\theta\Big] + p_{11}\Big[C_{11}\sin^2\theta + C_{12}\big(1-5\cos^2\theta\big) - 2C^E_{44}\cos 2\theta\Big]\Big\}, \tag{П3}$$

$$H_{12} = \cos\theta + \frac{2e_{14}p^E_{44}\sin^2\theta\cos\theta}{r^u_{41}C(\theta)} \times\Big[\big(C_{12}-C^E_{44}\big)\sin^2\theta - 2C_{11}\cos^2\theta\Big], \tag{П4}$$

$$H_{13} = \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}} + \frac{e_{14}p^E_{44}\sin\theta}{\sqrt{2}r^u_{41}C(\theta)}\Big[C_{12}\sin^2\theta\big(6\cos^2\theta-\sin^2\theta\big) - C_{11}\big(4\cos^4\theta+\sin^4\theta\big) - 2C^E_{44}\sin^4\theta\Big], \tag{П5}$$

$$H_{23} = -H_{13}, \tag{П6}$$

где обозначено

$$C(\theta) = \sin^2\theta\Big[\big(2C^2_{12}-C^2_{11}\big)\cos^2\theta - 2C^E_{44}\sin^2\theta\Big] - C_{11}C_{12}\sin^2\theta\cos^2\theta + C_{12}C^E_{44}\sin^2\theta \times(5\cos^2\theta-1) - C_{11}C^E_{44}(1+\cos^4\theta). \tag{П7}$$

Список литературы

[1] D.J. Webb, A. Kießling, B.I. Sturman, E. Shamonina, K.H. Ringhofer. Opt. Commun. **108**, 31 (1994).
[2] V.V. Shepelevich, N.N. Egorov, V.V. Shepelevich, jr. J. Opt. Soc. Am. **B11**, *8*, 1394 (1994).

[3] J.R. Goff. J. Opt. Soc. Am. **B12**, *1*, 99 (1995).
[4] H.C. Pedersen, P.M. Johansen. J. Opt. Soc. Am. **B12**, *4*, 592 (1995).
[5] H. Tuovinen, A.A. Kamshilin, R. Ravattinen, V.V. Prokofiev, T. Jaaskelainen. Opt. Engeneering **34**, *9*, 2641 (1995).
[6] H.C. Ellin, L. Solimar. Opt. Commun. **130**, 85 (1996).
[7] S.M. Shandarov, A.V. Reshet'ko, A.A. Emelyanov, O.V. Kobozev, M.G. Krause, Y.F. Kargin, V.V. Volkov. Proc. SPIE **2969**, 202 (1996).
[8] H. Touvinen, A.A. Kamshilin, T. Jaaskelainen. J. Opt. Soc. Am. **B14**, *12*, 3383 (1997).
[9] В.В. Шепелевич. Оптика и спектроскопия **83**, *1*, 172 (1997).
[10] Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров. Оптика и спектроскопия **83**, *2*, 334 (1997).
[11] E. Shamonina, V.P. Kamenov, K.H. Ringhofer, G. Cedilink, A. Kießling, R. Kowarschic, D.J. Webb. Opt. Commun. **146**, 62 (1998).
[12] E. Shamonina, V.P. Kamenov, K.H. Ringhofer, G. Cedilink, A. Kiessling, R. Kowarschic. J. Opt. Soc. Am. **B15**, *10*, 2552 (1998).
[13] В.Ю. Красноперов, Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров. ФТТ **41**, *4*, 632 (1999).
[14] V.V. Shepelevich, Y. Hu, A. Firsov, E. Shamonina, K.H. Ringhofer. Appl. Phys. **B68**, 923 (1999).
[15] B.I. Sturman, E.V. Podivilov, K.H. Ringhofer, E. Shamonina, V.P. Kamenov, E. Nippolainen, V.V. Prokfiev, A.A. Kamshilin. Phys. Rev. **E60**, *3*, 3332 (1999).
[16] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Наука, С.-Петербург (1992). 317 с.
[17] С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков. Оптика и спектроскопия **70**, *5*, 1068 (1991).
[18] J.E. Millerd, E.M. Garmire, M.B. Klein, B.A. Wechsler, F.P. Strohkendl, G.A. Brost. J. Opt. Soc. Am. **B9**, *8*, 1449 (1992).
[19] С.И. Степанов, С.М. Шандаров, Н.Д. Хатьков. ФТТ **10**, 3054 (1987).