

# Неоднаправленное усиление слабой световой волны при двухволновом взаимодействии в одноосных фоторефрактивных кристаллах с различными механизмами записи решетки показателя преломления

Р.В.Литвинов

*Рассмотрено стационарное двухволновое взаимодействие в оптически одноосном фоторефрактивном кристалле на пропускающей фоторефрактивной решетке, сформированной за счет фотогальванического или диффузионного механизма. Показана возможность неоднаправленного усиления слабой волны, согласованного с изменением ее поляризационного состояния, обусловленным взаимодействием. Определены условия неоднаправленного энергообмена в кристаллах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  и  $\text{SBN}$  с локальным и нелокальным фоторефрактивным откликом соответственно.*

**Ключевые слова:** фоторефрактивная решетка, двухволновое взаимодействие, одноосный кристалл.

## 1. Введение

Результаты исследований двухволнового взаимодействия о–о- и е–е-типов в одноосных фоторефрактивных кристаллах, таких как  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{NbO}_6$  (SBN),  $\text{BaTiO}_3$  и др., свидетельствуют об одинаправленности энергообмена между световыми волнами в случае традиционной симметричной геометрии (вектор фоторефрактивной решетки  $\mathbf{K}$  направлен вдоль кристаллофизической оси  $Z$ , нормаль  $\mathbf{x}^\circ$  к входной и выходной граням образца – вдоль кристаллофизической оси  $X$ ) [1–8]. Взаимодействие о–е-типа может быть реализовано за счет циркулярных фотогальванических токов [8–13]. В случае поляризационного о–е-взаимодействия ( $\mathbf{K} \perp Z$ ;  $\mathbf{x}^\circ \parallel X$ ) на фоторефрактивной решетке, сформированной за счет пространственно-осциллирующего фотогальванического тока, энергообмен между световыми волнами является неоднаправленным [9].

Совпадение поляризации падающих на кристалл световых волн с поляризацией одной из его собственных оптических мод исключает непрерывное изменение поляризационного состояния светового поля на длине взаимодействия. В работах [14–18] с этим эффектом связывается неоднаправленная перекачка энергии из сильной световой волны в слабую при двухволновом взаимодействии на фоторефрактивной решетке, сформированной за счет диффузионно-дрейфового механизма разделения заряда в кубических фоторефрактивных кристаллах.

В настоящей работе рассмотрен неоднаправленный энергообмен при стационарном двухволновом взаимодействии в кристаллах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  (группа симметрии

$3m$ ) и  $\text{SBN}$  ( $4mm$ ) для симметричной геометрии при произвольной поляризации падающих световых волн. Считается, что фоторефрактивная решетка в кристаллах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  и  $\text{SBN}$  формируется в результате линейного фотогальванического эффекта и диффузии соответственно. В первом случае фоторефрактивный отклик относится к локальному типу, а во втором – к нелокальному [1–3, 5–9].

## 2. Двухволновое взаимодействие в кристалле $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$

Рассмотрим взаимодействие двух плоских световых волн  $\tilde{\mathbf{S}}_0 = \mathbf{S}_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_{S0} \mathbf{r})]$  и  $\tilde{\mathbf{R}}_0 = \mathbf{R}_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_{R0} \mathbf{r})]$  произвольной поляризации на пропускающей фоторефрактивной решетке в кристалле  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ . Вследствие двулучепреломления среды световое поле в кристалле является суперпозицией четырех плоских волн (рис. 1):

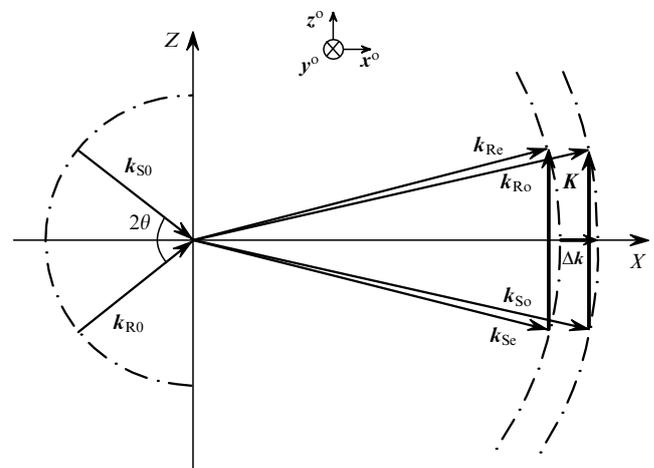


Рис. 1. Векторная диаграмма двухволнового взаимодействия в модовом подходе.

**Р.В.Литвинов.** Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: litvinovrv@rzi.tusur.ru

Поступила в редакцию 7 августа 2006 г., после доработки – 23 мая 2007 г.

$$\tilde{S}_{o,e} = S_{o,e} e_{o,e} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_{S_{o,e}} \mathbf{r})], \quad (1)$$

$$\tilde{R}_{o,e} = R_{o,e} e_{o,e} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_{R_{o,e}} \mathbf{r})],$$

где  $e_{o,e}$  – единичные векторы поляризации обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле. Отметим, что взаимодействие световых волн на фоторефрактивной решетке является причиной зависимости скалярных амплитуд  $S_{o,e}$  и  $R_{o,e}$  от продольной координаты (длины взаимодействия)  $x$ . Поляризационные состояния световых волн  $\tilde{S} = \tilde{S}_o + \tilde{S}_e$  и  $\tilde{R} = \tilde{R}_o + \tilde{R}_e$  изменяются вдоль  $x$  как вследствие различия фазовых скоростей собственных волн среды, так и непосредственно за счет двухволнового взаимодействия. Если пренебречь поглощением света, то интенсивности этих волн могут изменяться только за счет взаимодействия. В рамках принятых ниже приближений учет поглощения в формулах (1) может быть выполнен при помощи дополнительного множителя  $\exp(-\alpha x/2)$  (где  $\alpha$  – коэффициент поглощения) [18].

Будем считать, что основной вклад в процесс разделения электрического заряда дает фотогальванический ток [9, 10]

$$\delta_{pv} = \hat{\beta} : (\tilde{E} \circ \tilde{E}^*), \quad (2)$$

где  $\hat{\beta}$  – фотогальванический тензор;  $\tilde{E} = \tilde{S}_o + \tilde{S}_e + \tilde{R}_o + \tilde{R}_e$  – вектор электрической напряженности светового поля в кристалле; знак « $\circ$ » означает диадное произведение векторов. Общее выражение для фотогальванического тока  $\delta_{pv}$  с учетом модовой структуры светового поля может быть представлено в виде

$$\delta_{pv} = \delta_{pv0} + \frac{\delta_{pv1}}{2} \exp(iKz) + \frac{\delta_{pv1}^*}{2} \exp(-iKz), \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \delta_{pv0} = \hat{\beta} : \{ & (e_o^* \circ e_o)(|S_o|^2 + |R_o|^2) + (e_e^* \circ e_e) \\ & \times (|S_e|^2 + |R_e|^2) + [(e_o^* \circ e_e)(S_o^* S_e + R_o^* R_e) \\ & \times \exp(i\Delta k x) + \text{компл. сопр.}]; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \delta_{pv1} = 2\hat{\beta} : \{ & (e_o \circ e_o^*) S_o R_o^* + (e_e \circ e_e^*) S_e R_e^* \\ & + (e_o^* \circ e_e)[S_e R_o^* \exp(i\Delta k x) + S_o R_e^* \exp(-i\Delta k x)]; \end{aligned} \quad (5)$$

$K = |\mathbf{k}_{R_o} - \mathbf{k}_{S_o}| = |\mathbf{k}_{R_e} - \mathbf{k}_{S_e}| = 2\pi/\Lambda$ ;  $\Lambda$  – пространственный период решетки;  $\Delta k = |\mathbf{k}_{R_o} - \mathbf{k}_{R_e}| = |\mathbf{k}_{S_o} - \mathbf{k}_{S_e}|$  – расстояние между волновыми поверхностями (рис.1).

Пространственное разделение электрического заряда формирует фотовольтаическое поле. Используя результаты работы [9], нетрудно показать, что в случае симметричной геометрии взаимодействия выражение для амплитуды осциллирующей вдоль поперечной координаты  $z$  компоненты этого поля может быть представлено следующим образом:

$$E_1 = -2 \frac{\beta_{31} S_o R_o^* + \beta_{33} S_e R_e^*}{\sigma_{pv}}, \quad (6)$$

где  $\sigma_{pv}$  – однородная составляющая фотопроводимости кристалла;  $\beta_{31,33}$  – компоненты фотогальванического

тензора. Фотовольтаическое поле через линейный электрооптический эффект наводит возмущения диэлектрической проницаемости среды (фоторефрактивную решетку), которые оказывают обратное влияние на световое поле.

Дальнейшее рассмотрение проведем в приближении неистощимой накачки, когда для скалярных амплитуд можно считать выполненными условия  $R_{o,e} \equiv R_{o0,e0} = \text{const} \gg S_{o,e}$ , где  $R_{o0}$  и  $R_{e0}$  – составляющие амплитуды волны накачки на границе (при  $x = 0$ ). Для симметричной геометрии межмодовый процесс отсутствует. При этих условиях и в паракиальном приближении уравнения связанных волн могут быть получены в виде

$$\frac{dS_o}{dx} = i \frac{\pi n^3 r_{13}}{2\lambda} E_1 R_o, \quad \frac{dS_e}{dx} = i \frac{\pi n^3 r_{33}}{2\lambda} E_1 R_e. \quad (7)$$

где  $r_{13}$  и  $r_{33}$  – компоненты электрооптического тензора;  $n$  – показатель преломления.

Решение уравнений (6), (7) может быть получено в виде

$$\begin{aligned} S_o = S_{o0} + r_{13} \frac{\beta_{31} S_{o0} R_o^* + \beta_{33} S_{e0} R_e^*}{\beta_{31} r_{13} |R_o|^2 + \beta_{33} r_{33} |R_e|^2} \\ \times R_o \left[ \exp\left(-i \frac{\gamma_{pv} x}{2}\right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} S_e = S_{e0} + r_{33} \frac{\beta_{31} S_{o0} R_o^* + \beta_{33} S_{e0} R_e^*}{\beta_{31} r_{13} |R_o|^2 + \beta_{33} r_{33} |R_e|^2} \\ \times R_e \left[ \exp\left(-i \frac{\gamma_{pv} x}{2}\right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где  $S_{o0}$  и  $S_{e0}$  – составляющие амплитуды слабой волны на границе (при  $x = 0$ );  $\gamma_{pv} = 2\pi n^3 (\beta_{31} r_{13} |R_o|^2 + \beta_{33} r_{33} |R_e|^2) \times (\lambda \sigma_{pv})^{-1}$  – постоянная связи для симметричной геометрии двухволнового взаимодействия на фоторефрактивной решетке, сформированной за счет фотогальванического эффекта в кристалле  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ .

Из соотношений (8) и (9) следует, что при взаимодействии  $o-o$  ( $S_{e0} = R_e = 0$ ) или  $e-e$  ( $S_{o0} = R_o = 0$ ) поляризация световых волн не изменяется, энергообмен отсутствует, а изменяется только фаза слабой сигнальной волны. Взаимодействие  $o-e$ -типа невозможно. Эти факты хорошо известны [1–13] и не требуют специального обоснования.

В случае произвольной одинаковой поляризации падающих на кристалл волн ( $R_{o,e} \propto S_{o0,e0} \neq 0$ ) выражение для векторной амплитуды слабой сигнальной волны может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{S} = \mathbf{S}_{||}(x) \left\{ 1 + \frac{(\beta_{31} |S_{o0}|^2 + \beta_{33} |S_{e0}|^2)(r_{13} |S_{o0}|^2 + r_{33} |S_{e0}|^2)}{I_{S0}(\beta_{31} r_{13} |S_{o0}|^2 + \beta_{33} r_{33} |S_{e0}|^2)} \right. \\ \times \left. \left[ \exp\left(-i \frac{\gamma_{pv} x}{2}\right) - 1 \right] \right\} + \mathbf{S}_{\perp}(x) \\ \times \frac{(r_{13} - r_{33}) S_{o0} S_{e0} (\beta_{31} |S_{o0}|^2 + \beta_{33} |S_{e0}|^2)}{I_{S0}(\beta_{31} r_{13} |S_{o0}|^2 + \beta_{33} r_{33} |S_{e0}|^2)} \end{aligned}$$

$$\times \left[ \exp \left( -i \frac{\gamma_{pv} x}{2} \right) - 1 \right], \quad (10)$$

где  $\mathbf{S}_{\parallel}(x) = S_{00} \mathbf{e}_o + S_{e0} \mathbf{e}_e \exp(i\Delta k x)$  – векторная амплитуда сигнальной волны в отсутствие взаимодействия, а вектор  $\mathbf{S}_{\perp}(x) = S_{e0}^* \mathbf{e}_o - S_{00}^* \mathbf{e}_e \exp(i\Delta k x)$  ортогонален вектору  $\mathbf{S}_{\parallel}(x)$  ( $\mathbf{S}_{\parallel} \mathbf{S}_{\perp}^* = 0$ );  $I_{S_0}$  – интенсивность слабой волны на границе (при  $x = 0$ ).

Как видно из формулы (10), ортогональная составляющая светового поля слабой сигнальной волны  $\mathbf{S}_{\perp}(x)$  появляется даже в отсутствие межмодового взаимодействия, которым мы выше пренебрегли. Изменение поляризационного состояния слабой сигнальной волны здесь связано с разной эффективностью двух внутримодовых процессов, что описывается отличным от нуля сомножителем ( $r_{13} - r_{33}$ ). Характерно, что в случае несовпадения направления поляризации падающих волн с обыкновенной или необыкновенной осью возможно неоднаправленное усиление слабой световой волны с интенсивностью  $I_S = |\mathbf{S}(x)|^2$ . Следует отметить, что на длине взаимодействия изменяется не только интенсивность  $I_S$ , но и интенсивности ортогональных составляющих светового поля  $I_{\parallel} = |\mathbf{S}_{\parallel}(x)|^2$  и  $I_{\perp} = |\mathbf{S}_{\perp}(x)|^2$ , так же как и интенсивности  $I_o = |S_o|^2$  и  $I_e = |S_e|^2$  слабых обыкновенной и необыкновенной волн ( $I_S = I_{\parallel} + I_{\perp} = I_o + I_e$ ). Изменение  $I_S$  не происходит только в случае пренебрежения ортогональной составляющей  $\mathbf{S}_{\perp}(x)$  и в случае строгого равенства  $\beta_{31} = \beta_{33}$ .

Отметим, что выражение для амплитуды фотовольтаического поля может быть получено из соотношения (6) с учетом выражений (8), (9) в виде

$$E_1 = -2 \frac{\beta_{31} S_{o0} R_{o0}^* + \beta_{33} S_{e0} R_{e0}^*}{\sigma_{pv}} \exp \left( -i \frac{\gamma_{pv} x}{2} \right) = E_{10} \exp \left( -i \frac{\gamma_{pv} x}{2} \right). \quad (11)$$

На рис.2,а показаны зависимости коэффициентов усиления по интенсивности  $I_S/I_{S_0}$ ,  $I_{\parallel}/I_{S_0}$ ,  $I_{\perp}/I_{S_0}$ ,  $I_o/I_{S_0}$  и  $I_e/I_{S_0}$  от длины взаимодействия  $x$  для падающих световых волн, линейно поляризованных под углом  $45^\circ$  ( $S_{o0}/S_{e0} = R_{o0}/R_{e0} = 1$ ) к вектору решетки  $\mathbf{K}$ . При расчетах использовались следующие типичные электрооптические коэффициенты кристалла  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  [8]:  $r_{33} = 30.8$  пм/В и  $r_{13} = 8.6$  пм/В. По данным работы [9] на длине волны  $\lambda = 440$  нм компоненты фотогальванического тензора  $\beta_{31} = 7.9 \times 10^{-8} \text{ В}^{-1}$  и  $\beta_{33} = 7.3 \times 10^{-8} \text{ В}^{-1}$ . Фотопроводимость  $\sigma_{pv}$  принималась равной  $10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ , что при суммарной интенсивности светового поля в кристалле  $I_0 \simeq I_R = 5 \text{ мВт/мм}^2$  (где  $I_R$  – интенсивность волны накачки) соответствовало типичной амплитуде фотовольтаического поля  $E_{pv} \approx 40 \text{ кВ/см}$ .

Из рис.2,а видно, что усиление имеет осциллирующий по  $x$  характер. Из формул (8)–(11) следует, что пространственный период этих осцилляций, равный  $4\pi/\gamma_{pv} \approx 1$  мм, в два раза превышает период осцилляций амплитуды фотовольтаического поля, интерференционная структура которого показана на рис.2,б в пределах одного пространственного периода  $L$ . Максимальное усиление достигается в точках  $x_{l\text{max}} = 2\pi(2l + 1)/\gamma_{pv}$  ( $l = 0, 1, 2, \dots$ ). Отметим, что при увеличении длины взаимодействия  $x$  от 0 до  $x_{l\text{max}} \approx 0.5$  мм фотовольтаическое поле сдвигается в поперечном направлении на целый пространственный пе-

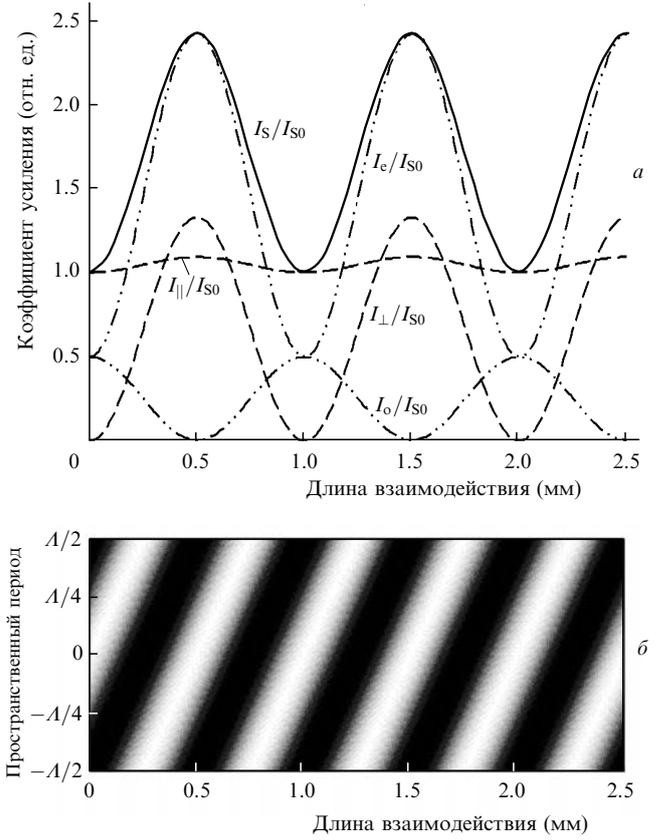


Рис.2. Зависимости коэффициента усиления по интенсивности  $I_S/I_{S_0}$  слабой световой волны и коэффициентов усиления  $I_{\parallel}/I_{S_0}$ ,  $I_{\perp}/I_{S_0}$ ,  $I_o/I_{S_0}$ ,  $I_e/I_{S_0}$  ее составляющих от длины взаимодействия  $x$  в кристалле  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  при линейной поляризации падающих волн под углом  $45^\circ$  к вектору  $\mathbf{K}$  фоторефрактивной решетки (а), а также интерференционная структура поля пространственного заряда в пределах одного пространственного периода  $L$  (б).

риод  $L$ . Характерно, что усиление слабой волны становится возможным за счет усиления необыкновенной волны. Эффективность  $e$ – $e$ -процесса пропорциональна максимальному электрооптическому коэффициенту  $r_{33}$ . Интенсивность обыкновенной волны при  $x > 0$  меньше интенсивности на границе или равна ей в точках  $x_{l\text{min}} = 4\pi l/\gamma_{pv}$  ( $l = 0, 1, 2, \dots$ ), в которых общее усиление отсутствует. Эффективность  $o$ – $o$ -процесса пропорциональна электрооптическому коэффициенту  $r_{31}$  кристалла  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  ( $r_{31} < r_{33}$ ). Из сравнения зависимостей  $I_{\parallel}/I_{S_0}$  и  $I_{\perp}/I_{S_0}$  от  $x$  следует, что в рассматриваемом случае усиление слабой световой волны в значительной степени связано с преобразованием ее поляризационного состояния непосредственно за счет взаимодействия с волной накачки. Значительное усиление параллельной составляющей слабого светового поля с амплитудой  $\mathbf{S}_{\parallel}(x)$  и интенсивностью  $I_{\parallel}$  становится возможным, если фотогальванические коэффициенты  $\beta_{31}$  и  $\beta_{33}$  сильно отличаются друг от друга ( $\beta_{31} \neq \beta_{33}$ ). Для кристалла  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  эти коэффициенты близки по величине, поэтому усиление слабой волны незначительно.

Причиной усиления слабой световой волны в рассматриваемом случае является несовпадение фаз каждой из собственных волн (см. формулы (8) и (9)) с фазой амплитуды фотовольтаического поля (11) при  $x > 0$ . Таким образом, по отношению к парциальным интерференционным картинкам, образованным  $o$ - и  $e$ -волнами,

сформированная фоторефрактивная решетка оказывает смещенной. Для  $e$ - $e$ -процесса разность фаз осциллирует по  $x$  с амплитудой  $22^\circ$ , меняя знак в точках  $x_{l\max}$ , что приводит к смене усиления ослаблением. Для  $o$ - $o$ -процесса разность фаз монотонно увеличивается с ростом  $x$ . На начальном участке  $0 \leq x \leq x_{l\max}$  разности фаз для  $o$ - $o$ - и  $e$ - $e$ -процессов противоположны по знаку, так что  $o$ -волна ослабляется, а  $e$ -волна усиливается. В точке, где происходит смена ослабления  $o$ -волны ее усилением, разность фаз для  $o$ - $o$ -процесса равна  $180^\circ$ .

Несовпадение фаз каждой из собственных волн с фазой фоторефрактивной решетки обусловлено ее формированием одновременно  $o$ - $o$ - и  $e$ - $e$ -процессами, согласованными между собой через амплитуду поля пространственного заряда (см. формулы (6) и (7)). Влияние этих процессов друг на друга и приводит к расфазировке слабых  $o$ - и  $e$ -волн с фоторефрактивной решеткой.

### 3. Двухволновое взаимодействие в кристалле SBN

Рассмотрим двухволновое взаимодействие на фоторефрактивной решетке в кристалле SBN при произвольной поляризации падающих световых волн и симметричной геометрии. В рамках таких же, как и в разд.2, приближений, можно показать, что изменение скалярных амплитуд на длине взаимодействия описывается уравнениями связанных волн (7). Однако в отличие от предыдущего случая характерное фотовольтаическое поле в кристалле SBN мало по сравнению с диффузионным полем  $E_d = 2\pi k_B T / (Ae)$  (где  $e$ ,  $k_B$  и  $T$  – элементарный электрический заряд, постоянная Больцмана и абсолютная температура соответственно) [2, 5, 8]. Поэтому в отсутствие внешнего электрического поля можно считать, что амплитуда  $E_1$  поля пространственного заряда определяется только полем  $E_d$ :

$$E_1 = -imE_d = -2i(S_o R_o^* + S_e R_e^*)E_d / I_0, \quad (12)$$

где  $m$  – коэффициент модуляции интерференционной световой картины;  $I_0 = |S_o|^2 + |S_e|^2 + |R_o|^2 + |R_e|^2 \simeq |R_o|^2 + |R_e|^2$  – суммарная интенсивность светового поля.

Решение уравнений (7), (12) может быть получено в виде

$$S_o = S_{o0} + \frac{m_0}{2} R_o \left[ 1 \pm \frac{(r_{13} - r_{33})|R_e|^2}{r_{13}|R_o|^2 + r_{33}|R_e|^2} \right] \times \left[ \exp\left(\pm \frac{\gamma_d x}{2}\right) - 1 \right], \quad (13)$$

$$S_e = S_{e0} + \frac{m_0}{2} R_e \left[ 1 \mp \frac{(r_{13} - r_{33})|R_o|^2}{r_{13}|R_o|^2 + r_{33}|R_e|^2} \right] \times \left[ \exp\left(\pm \frac{\gamma_d x}{2}\right) - 1 \right], \quad (14)$$

где  $m_0$  – коэффициент модуляции интерференционной картины на входной грани кристалла;  $\gamma_d = 2\pi n^3 (r_{13} \times |R_o|^2 + r_{33}|R_e|^2) E_d / (\lambda I_0)$  – постоянная связи для рассматриваемого случая; знак «+» соответствует совпадению направлений координатной оси  $z$  и кристаллофизической оси  $Z$  (см. рис.1), а знак «-» – противоположным направлениям этих осей.

Поскольку фоторефрактивная решетка в рассматриваемом случае формируется за счет диффузионного механизма разделения заряда, для реализации которого необходимо, чтобы  $m_0 \neq 0$ , то взаимодействие  $o$ - $e$ -типа здесь не возникает. Как и в случае, рассмотренном в разд.2, при  $o$ - $o$ - или  $e$ - $e$ -взаимодействии поляризация световых волн в кристалле не изменяется. При этом слабая волна монотонно усиливается или ослабляется с ростом длины взаимодействия  $x$ . Коэффициент двухволнового усиления  $\Gamma$  равен  $\pm 2\pi n^3 r_{13} E_d / \lambda$  и  $\pm 2\pi n^3 r_{33} E_d / \lambda$  для  $o$ - $o$ - и  $e$ - $e$ -взаимодействий соответственно.

При произвольной одинаковой поляризации падающих волн выражения для векторной амплитуды слабой сигнальной волны  $S$  и коэффициента двухволнового усиления  $\Gamma$  можно получить в виде

$$S = S_{||}(x) \exp\left(\pm \frac{\gamma_d x}{2}\right) \pm S_{\perp}(x) \frac{(r_{13} - r_{33})R_o R_e}{r_{13}|R_o|^2 + r_{33}|R_e|^2} \times \left[ \exp\left(\pm \frac{\gamma_d x}{2}\right) - 1 \right], \quad (15)$$

$$\Gamma = \pm \gamma_d + \frac{1}{x} \ln \left\{ 1 + \left| \frac{(r_{13} - r_{33})R_o R_e}{r_{13}|R_o|^2 + r_{33}|R_e|^2} \right| \right\} \times \left[ 1 - \exp\left(\mp \frac{\gamma_d x}{2}\right) \right]^2 = \Gamma_{||} + \Gamma_{\perp}. \quad (16)$$

Здесь компонента  $\Gamma_{||}$  описывает однонаправленное усиление или ослабление параллельной составляющей светового поля  $S_{||}$  [6, 8, 9], а компонента  $\Gamma_{\perp}$  – неоднаправленный вклад в энергообмен компоненты  $S_{\perp}$ , которая, как указывалось в работах [16, 18], в приближении неистощимой накачки не оказывает обратного влияния на фоторефрактивную решетку, т. к. появляется в результате дифракции волны накачки с преобразованием исходного поляризационного состояния в ортогональное.

На рис.3 приведены зависимости общего коэффициента двухволнового усиления  $\Gamma$ , а также его однонаправленной ( $\Gamma_{||}$ ) и неоднаправленной ( $\Gamma_{\perp}$ ) составляющих от длины взаимодействия  $x$ . При расчетах использовались следующие типичные для  $\lambda = 633$  нм параметры кристалла SBN [8]:  $n_o = 2.312$ ,  $n_e = 2.299$ ,  $r_{33} = 13.4 \times 10^{-10}$  м/В,  $r_{13} = 6.6 \times 10^{-11}$  м/В. Период решетки  $A$  принимался равным 5 мкм, а падающие на кристалл волны считались линейно поляризованными под углом  $\theta = 45^\circ$  к вектору решетки  $K$  ( $R_o/R_e = S_{o0}/S_{e0} = 1$ ).

Как следует из рис.3,а и формулы (16), при одинаковом направлении осей  $z$  и  $Z$  слабая волна усиливается с ростом длины взаимодействия  $x$ . При этом зависимость  $\Gamma(x)$  является монотонной, что связано с монотонностью зависимости  $\Gamma_{\perp}(x)$ , которая стремится к нулю при  $x \rightarrow \infty$ . Так как составляющая  $\Gamma_{||} = \gamma_d$  не зависит от  $x$ , то общий коэффициент усиления при насыщении  $\Gamma_{\text{sat}} = \gamma_d$ . Зависимость  $\Gamma_{\perp}(x)$  при  $x = 0.78$  мм имеет максимум, равный  $\sim 3.8 \text{ см}^{-1}$ .

Если ось  $z$  направлена противоположно направлению кристаллофизической оси  $Z$ , слабая волна монотонно ослабляется с ростом  $x$ . Однако темп этого ослабления замедляется, что связано с увеличением интенсивности  $I_{\perp}$  ортогональной составляющей сигнальной волны. Следует отметить, что ослабление слабой волны за счет уменьшения интенсивности  $I_{||}$  ( $I_{||} \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ ) ее па-

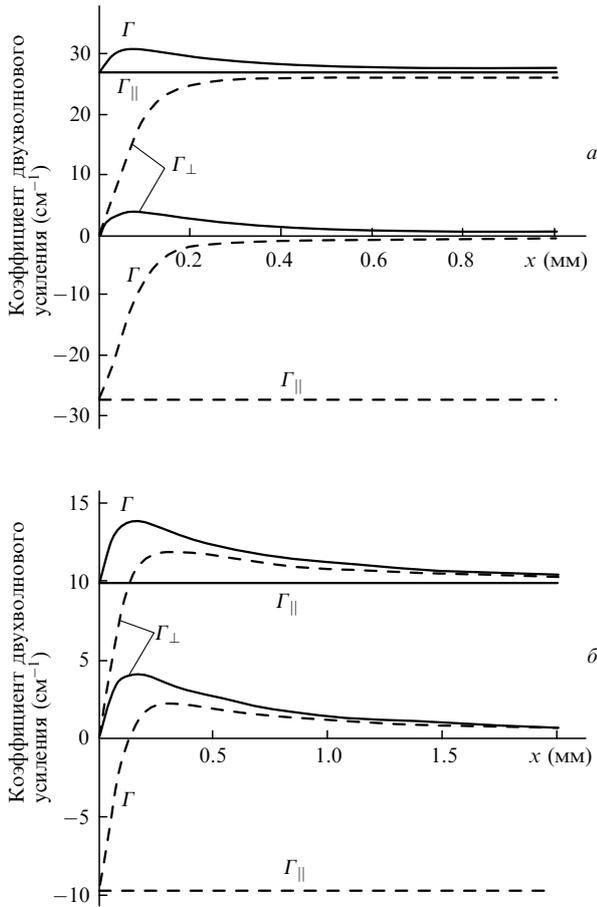


Рис. 3. Зависимости коэффициента двухволнового усиления  $\Gamma$ , а также его однонаправленной ( $\Gamma_{||}$ ) и неоднаправленной ( $\Gamma_{\perp}$ ) составляющих от длины взаимодействия  $x$  при линейной поляризации падающих волн под углом  $\theta = 45^\circ$  (а) и  $22.5^\circ$  (б) к вектору  $\mathbf{K}$  фоторефрактивной решетки. Сплошные кривые соответствуют совпадению направлений координатной оси  $z$  и кристаллофизической оси  $Z$ , штриховые – противоположным направлениям этих осей.

раллельной составляющей практически полностью компенсируется усилением этой волны за счет увеличения интенсивности  $I_{\perp}$ . Интенсивность насыщения  $I_{\text{sat}} = I_{S0}(r_{13} - r_{33})^2 / (r_{13} + r_{33})^2 \simeq 0.82I_{S0}$ . В этом случае  $\Gamma_{\text{sat}} = 0$ , что свидетельствует об отсутствии перекачки энергии в режиме насыщения.

Таким образом, несмотря на то что в рассмотренном случае вклад в общий энергообмен между волнами дают также два разнонаправленных потока, режим неоднаправленной перекачки энергии здесь не реализуется. Это, однако, не означает отсутствия возможности реализации данного режима при другой поляризации падающих на кристалл волн. Действительно, из формулы (15) можно получить следующее условие неоднаправленной перекачки энергии при  $\gamma_d x \gg 1$ :

$$\left| \frac{(r_{13} - r_{33})R_o R_e}{r_{13}|R_o|^2 + r_{33}|R_e|^2} \right| > 1. \quad (17)$$

Это условие в случае линейной поляризации падающих на кристалл волн выполняется при угле  $\theta$  между вектором поляризации и вектором решетки  $\mathbf{K}$ , удовлетворяющем условию

$$3.1^\circ \approx \frac{r_{33} - r_{13} - [r_{33}^2 + r_{13}^2 - 6r_{13}r_{33}]^{1/2}}{2r_{33}} < \theta < \frac{r_{33} - r_{13} + [r_{33}^2 + r_{13}^2 - 6r_{13}r_{33}]^{1/2}}{2r_{33}} \approx 41.9^\circ. \quad (18)$$

Возможность неоднаправленной перекачки энергии, всегда усиливающей слабую сигнальную волну, демонстрируется показанными на рис.3,б зависимостями общего коэффициента двухволнового усиления  $\Gamma$ , а также его однонаправленной ( $\Gamma_{||}$ ) и неоднаправленной ( $\Gamma_{\perp}$ ) составляющих от длины взаимодействия  $x$  при линейной поляризации падающих волн под углом  $\theta = 22.5^\circ$  к вектору фоторефрактивной решетки.

#### 4. О нелинейной задаче самодифракции

Как показано выше, при двухволновом взаимодействии на фоторефрактивной решетке в одноосных кристаллах, так же как и при взаимодействии в кубических фоторефрактивных кристаллах, преобразование поляризационного состояния приводит к появлению неоднаправленного вклада в энергообмен между световыми волнами [14–18]. Особенно наглядно это проявляется при сравнении взаимодействий в кристаллах с нелокальным фоторефрактивным откликом, например в SBN и GaAs (группа симметрии  $\bar{4}3m$ ). Действительно, нелинейная задача стационарной самодифракции на нелокальной фоторефрактивной решетке в одноосных кристаллах может быть описана следующей полной системой уравнений связанных волн:

$$\frac{dS_o}{dx} = \frac{\gamma}{4} f(m) g_{oo} R_o, \quad \frac{dS_e}{dx} = \frac{\gamma}{4} f(m) g_{ee} R_e, \quad (19)$$

$$\frac{dR_o}{dx} = -\frac{\gamma}{4} f^*(m) g_{oo} S_o, \quad \frac{dR_e}{dx} = -\frac{\gamma}{4} f^*(m) g_{ee} S_e,$$

где  $f(m)$  – введенная в [18] функция, зависящая от коэффициента  $m$ ;  $\gamma$  – постоянная связи за счет фоторефрактивной решетки;  $g_{oo}$  и  $g_{ee}$  – коэффициенты связи за счет о- и е-взаимодействий. По своей структуре эти уравнения ничем не отличаются от уравнений (11) и (12), из работы [18], посвященной анализу двухволнового взаимодействия в кристалле группы симметрии  $\bar{4}3m$ . Физический смысл первых интегралов уравнений (19) аналогичен физическому смыслу интегралов из цитируемой работы. Поэтому основные различия взаимодействий в кристаллах групп симметрии  $\bar{4}3m$  и  $4mm$  имеют только количественный характер. В основном они обусловлены различием анизотропии физических свойств кубических и одноосных кристаллов.

#### 5. Заключение

Таким образом, в приближении неистоимой накачки для традиционной симметричной конфигурации рассмотрено стационарное двухволновое взаимодействие в одноосных фоторефрактивных кристаллах LiNbO<sub>3</sub> и SBN при произвольной поляризации падающих волн. Показана возможность неоднаправленного усиления слабой сигнальной волны при взаимодействии на фоторефрактивной решетке в кристалле LiNbO<sub>3</sub>, сформированной за счет линейного фотогальванического эффекта,

и на фоторефрактивной решетке в кристалле SBN, сформированной за счет диффузии. Из полученных результатов следует, что наличие неоднаправленного вклада в общий энергообмен при двухволновом взаимодействии в нецентросимметричных фоторефрактивных кристаллах является общей закономерностью, обусловленной самоогласованным влиянием процессов формирования поля пространственного заряда и изменения поляризационного состояния световых волн в результате их взаимодействия.

1. Staebler D.L., Amodei J.J. *J. Appl. Phys.*, **43**, 1042 (1972).
2. Thaxter J.V., Kestigian M. *Appl. Opt.*, **13**, 913 (1974).
3. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Марков В.Б., Одулов С.Г., Соскин М.С. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **41**, 812 (1977).
4. Баркан И.Б., Воробьев А.В., Маренников С.И. *Квантовая электроника*, **6**, 833 (1979).
5. Воронов В.В., Гулания Э.Х., Дорош И.Р., Кузьминов Ю.С., Микаэлян А.Л., Осико В.В., Полозков Н.М., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **6**, 1993 (1979).
6. Белабаев К.Г., Кондиленко В.П., Кухтарев Н.В., Марков В.Б., Одулов С.Г., Соскин М.С. *ЖТФ*, **50**, 2560 (1980).
7. Feinberg J., Heiman D., Tanguay A.R. Jr., Hellwarth R.W. *J. Appl. Phys.*, **51**, 1297 (1980).
8. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Пб.: Наука, 1992).
9. Стурман Б.И., Фридкин В.М. *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (М.: Наука, 1992).
10. Стурман Б.И. *Квантовая электроника*, **7**, 483 (1980).
11. Одулов С.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **35**, 10 (1982).
12. Одулов С.Г., Олейник О.И. *Квантовая электроника*, **10**, 1498 (1983).
13. Одулов С.Г. *Квантовая электроника*, **11**, 529 (1984).
14. Красноперов В.Ю., Литвинов Р.В., Шандаров С.М. *ФТТ*, **41**, 632 (1999).
15. Литвинов Р.В., Шандаров С.М., Чистяков С.Г. *ФТТ*, **42**, 1397 (2000).
16. Литвинов Р.В., Шандаров С.М. *Квантовая электроника*, **31**, 973 (2001).
17. Rocha-Mendoza I., Khomenko A.V., Fuentes-Hernandez C.A., Garcia-Weidner A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4829**, 413 (2002).
18. Литвинов Р.В. *ЖЭТФ*, **122**, 950 (2002).