

# Управление энергообменом при двойном двухволновом смешении в фоторефрактивных кристаллах

© Ф.А. Рустамов, С.Р. Мурадов, В.Х. Шарбатов

Институт физических проблем Бакинского государственного университета,

AZ-1148 Баку, Азербайджан

E-mail: f\_rustamov@yahoo.com

(Поступила в Редакцию 21 марта 2006 г.)

Аналитически решена задача двойного двухволнового смешения в фоторефрактивных кристаллах на основе двухуровневой модели оптических переходов. Получены формулы для интенсивностей всех четырех взаимодействующих волн и амплитуды голографической решетки. Показана возможность управления как величиной, так и направлением энергообмена между взаимодействующими лучами чисто оптическим способом, а именно изменением отношения интенсивностей и начальной разности фаз между интерференционными картинками.

PACS: 42.40.Eq, 42.70.Nq, 42.65.Hw

## 1. Введение

Двух- и четырехволновое смешение в фоторефрактивных кристаллах изучено достаточно подробно и предложены такие его применения как усиление оптических сигналов, оптическая обработка сигналов, оптическая память и т.д. [1–3]. Большинство из этих применений основано на возможности перекачки энергии между взаимодействующими оптическими волнами. Известно, что перекачка энергии из одного луча в другой зависит от разности фаз между профилем показателя преломления (голографической решетки) и создающей ее интерференционной картиной двух когерентных лучей, и она оптимальна, если эта разность фаз равна  $\pi/2$ . Для оптимизации этой разности фаз известны такие методы как приложение внешнего постоянного или переменного электрического поля [4,5], движущаяся голографическая решетка [6,7], изменение интенсивности считывающего излучения и подбор толщины кристалла [8,9], двойное двухволновое смешение [10,11]. Конечно среди этих методов наибольший интерес представляют безынерционные, а именно чисто оптические методы управления [8–11].

В настоящей работе рассмотрена задача двойного двухлучевого смешения в фоторефрактивных кристаллах (рис. 1) на основе двухуровневой модели оптических переходов [12,13]. Согласно этой модели, при записи голографической решетки в оптических переходах участвует два донорных уровня соответственно с концентрациями  $N_{d1}$  и  $N_{d2}$ . Эти локализованные на различной глубине донорные уровни по разному откликаются на лучи различной частоты. При двойном двухлучевом смешении кристалл освещается двумя парами когерентных лучей с различными частотами  $\omega_g$  и  $\omega_r$ . Лучи  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  из области сильного оптического поглощения, падая на кристалл, образуют интерференционную картину. Возбужденные в светлых областях кристалла электроны переходя с более глубоких донорных уровней  $N_{d1}$  в зону проводимости и далее из-за диффузии и/или дрейфа

распределяются по кристаллу, рекомбинируя в конечном счете в темных областях с донорными уровнями  $N_{d1}$  и  $N_{d2}$ . Возникшее периодическое распределение электронов, а значит и периодическое внутреннее электростатическое поле, через фоторефрактивный эффект приводит к модуляции коэффициента преломления, т.е. возникает первая голографическая решетка. Вторая пара лучей  $I_{+1}^r$  и  $I_{-1}^r$ , удовлетворяя условию Брэгга, имеет частоту далекую от области сильного оптического поглощения. Выбор частот этих волн определяется тем, чтобы разность частот  $\omega_g$  и  $\omega_r$  была намного больше, чем обратное время отклика среды. В этом случае фоторефрактивная среда не может откликаться на быстрые осцилляции интенсивности, а лучи различной частоты не могут записывать голографическую решетку. Падая на кристалл, лучи  $I_{+1}^r$  и  $I_{-1}^r$  образуют свою интерференционную картину. Электроны, возбужденные с более мелких донорных уровней  $N_{d2}$ , попадают в зону проводимости, вследствие диффузии и/или дрейфа распределяются по кристаллу, рекомбинируют с донорными уровнями  $N_{d1}$  и  $N_{d2}$  и это через электрооптический эффект приводит к возникновению второй голографической решетки. Таким образом, в кристалле существует две голографические решетки одного периода, сумма которых и будет определять как амплитуду, так и фазу результирующей голографической решетки. Изменяя интенсивности и фазы падающих на кристалл лучей, можно изменять амплитуду и фазу каждой решетки, а значит и амплитуду, и фазу результирующей решетки.

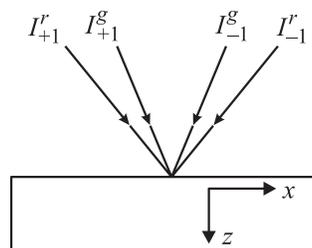


Рис. 1. Схема двойного двухволнового смешения.

## 2. Основные уравнения при двойном двухлучевом смешении и их аналитическое решение

Нелинейная система дифференциальных уравнений, отражающая двойное двухволновое смешение в фоторефрактивных кристаллах и основанная на двухуровневой модели оптических переходов, имеет следующий вид [12,13]:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= -i \frac{\delta\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3) A_4, \\ \frac{dA_4^*}{dz} &= i \frac{\delta\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3) A_1^*, \\ \frac{dA_3}{dz} &= -i \frac{\delta\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3) A_2, \\ \frac{dA_2^*}{dz} &= i \frac{\delta\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3) A_3^*, \end{aligned} \quad (1)$$

$$E_{+2} = \frac{\beta}{d_1} (A_1 A_4^* + A_2^* A_3),$$

где  $A_{1,4} = C_{\pm 1}^g$ ,  $A_{3,2} = \sqrt{S} C_{\pm 1}^r$ ,  $S = \frac{\gamma_{r1} \alpha_2 N_{d2}}{\gamma_{r2} \alpha_1 (N_{d1} - N_a)}$ ,  $\delta = \frac{r \varepsilon_0 k^2}{2k_z}$ ,  $\beta = A + iB$ ,

$$I_0^{r,g} = \frac{c\sqrt{\varepsilon}}{4\pi} (|C_{+1}^{r,g}|^2 + |C_{-1}^{r,g}|^2) = \frac{c\sqrt{\varepsilon}}{4\pi} (I_{+1}^{r,g} + I_{-1}^{r,g}),$$

$$A = \frac{E_0}{\left(1 + \frac{E_T}{E_q}\right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_q}\right)^2},$$

$$B = \frac{E_T \left(1 + \frac{E_T}{E_q} + \frac{E_0^2}{E_T E_q}\right)}{\left(1 + \frac{E_T}{E_q}\right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_q}\right)^2},$$

$$E_T = \frac{2k_x k_b T}{e}, \quad E_q = \frac{2\pi e N_a}{\varepsilon \varepsilon_0 k_x}.$$

Здесь  $N_a$ ,  $N_{d1}$  и  $N_{d2}$  — концентрация акцепторного и донорных уровней соответственно;  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  — коэффициенты ионизации и захвата соответственно;  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_0$  — высокочастотная и статическая диэлектрические постоянные соответственно;  $r$  — линейный электрооптический коэффициент;  $C_{\pm}^g$  и  $C_{\pm}^r$  — комплексные амплитуды взаимодействующих волн;  $k$  — волновой вектор;  $T$  — температура;  $e$  — заряд электрона;  $k_b$  — постоянная Больцмана;  $E_T$  — „диффузионное“ поле;  $E_q$  — внутреннее максимальное поле;  $E_0$  — внешнее приложенное поле. Параметр  $S$ , характеризующий относительную эффективность участия различных донорных уровней в оптических переходах, был рассчитан на основе микроскопических параметров кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  [20] и  $S = 0.05$ .

Система уравнений (1) имеет следующие интегралы [12–14]:

$$\begin{cases} A_1 A_3^* + A_2^* A_4 = c_2, & A_1 A_2 - A_3 A_4 = c_1, \\ I_1 + I_4 = d_1, & I_2 + I_3 = d_2. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $d_1 = I_0^g$ ,  $d_2 = S I_0^r$ ,  $I_i = |A_i|^2$ .

Решение системы уравнений (1) при помощи интегралов (2) дает следующие выражения для отношения амплитуд волн:

$$\begin{aligned} A_{13} &= \frac{A_1}{A_3} = - \frac{[L_- D e^{-\rho z} + L_+ D^{-1} e^{\rho z}]}{[2c_2^* (D e^{-\rho z} + D^{-1} e^{\rho z})]}, \\ A_{24}^* &= \frac{A_2^*}{A_4^*} = \frac{[L_- F e^{-\rho z} + L_+ F^{-1} e^{\rho z}]}{[2c_2^* (F e^{-\rho z} + F^{-1} e^{\rho z})]}, \end{aligned} \quad (3)$$

где введены следующие обозначения:

$$L_{\pm} = \Delta \pm Q, \quad \Delta = d_2 - d_1,$$

$$Q = (\Delta^2 + 4|c_2|^2)^{\frac{1}{2}}, \quad \rho = \frac{i\delta\beta}{2d_1} Q.$$

Здесь  $D$  и  $F$  являются постоянными интегрирования, найти которые следует из граничных условий. Учитывая, что при двойном двухволновом смешении граничные условия имеют вид

$$I_1(0) = I_{10}, \quad I_2(0) = I_{20}, \quad I_3(0) = I_{30}, \quad I_4(0) = I_{40},$$

для постоянных интегрирования можно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} D^2 &= - \frac{L_+ + 2I_{10} + 2\sqrt{\frac{I_{10} I_{20} I_{40}}{I_{30}}} \cdot \exp(i\Phi_0)}{L_- + 2I_{10} + 2\sqrt{\frac{I_{10} I_{20} I_{40}}{I_{30}}} \cdot \exp(i\Phi_0)}, \\ F^2 &= - \frac{L_+ - 2I_{20} - 2\sqrt{\frac{I_{10} I_{20} I_{30}}{I_{40}}} \cdot \exp(-i\Phi_0)}{L_- - 2I_{20} - 2\sqrt{\frac{I_{10} I_{20} I_{30}}{I_{40}}} \cdot \exp(-i\Phi_0)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\Phi_0 = (\varphi_{10} - \varphi_{40}) - (\varphi_{30} - \varphi_{40})$  — начальная разность фаз между интерференционными картинками, образующими результирующую голографическую решетку. Следует отметить, что в отличие от схемы одновременной записи-считывания [12–14] в данном случае  $D$  и  $F$  являются комплексными выражениями.

Учитывая, что для интенсивностей волн верны соотношения

$$I_1 = I_3 \cdot I_{13}(z), \quad I_2 = I_4 \cdot I_{24}(z),$$

$$I_{13}(z) = |A_{13}|^2, \quad I_{24}(z) = |A_{24}|^2,$$

и используя формулы (3) и (4), окончательно для интенсивностей взаимодействующих волн получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} I_1(z) &= I_{13}(z) \cdot \frac{d_2 - d_1 I_{24}(z)}{1 - I_{13}(z) I_{24}(z)}, \\ I_2(z) &= I_{24}(z) \cdot \frac{d_1 - d_2 I_{13}(z)}{1 - I_{13}(z) I_{24}(z)}, \\ I_3(z) &= \frac{d_2 - d_1 I_{24}(z)}{1 - I_{13}(z) I_{24}(z)}, \\ I_4(z) &= \frac{d_1 - d_2 I_{13}(z)}{1 - I_{13}(z) I_{24}(z)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Анализ влияния интенсивностей и начальной разности фаз на амплитуду результирующей решетки можно провести на основе системы (1), если интерференционный член представить в виде  $A_1 A_4^* + A_2^* A_3 = G(z) \cdot \exp(i\varepsilon(z))$ , где  $G(z)$  и  $\varepsilon(z)$ , являясь вещественными функциями, характеризуют амплитуду и фазу результирующей и голографической решетки [15,16]. Поскольку в случае отсутствия внешнего приложенного поля ( $E_0 = 0$ ), который и будем далее рассматривать, фаза решетки не зависит от  $z$ , дифференцируя интерференционный член по  $z$ , имеем

$$\frac{dG}{dz} = -\frac{\delta B}{d_1} G [I_1 - I_4 + I_3 - I_2].$$

Формально интегрируя это уравнение, получим

$$G(z) = G(0) \cdot \exp \left\{ \frac{\Gamma}{2d_1} \int_0^z [I_1 - I_4 + I_3 - I_2] dz \right\}, \quad (6)$$

где  $\Gamma = -2\delta B$  и

$$G(0) = \sqrt{I_{10} I_{40} + I_{20} I_{30} + 2\sqrt{I_{10} I_{20} I_{30} I_{40}} \cos \Phi_0}.$$

### 3. Обсуждение полученных результатов

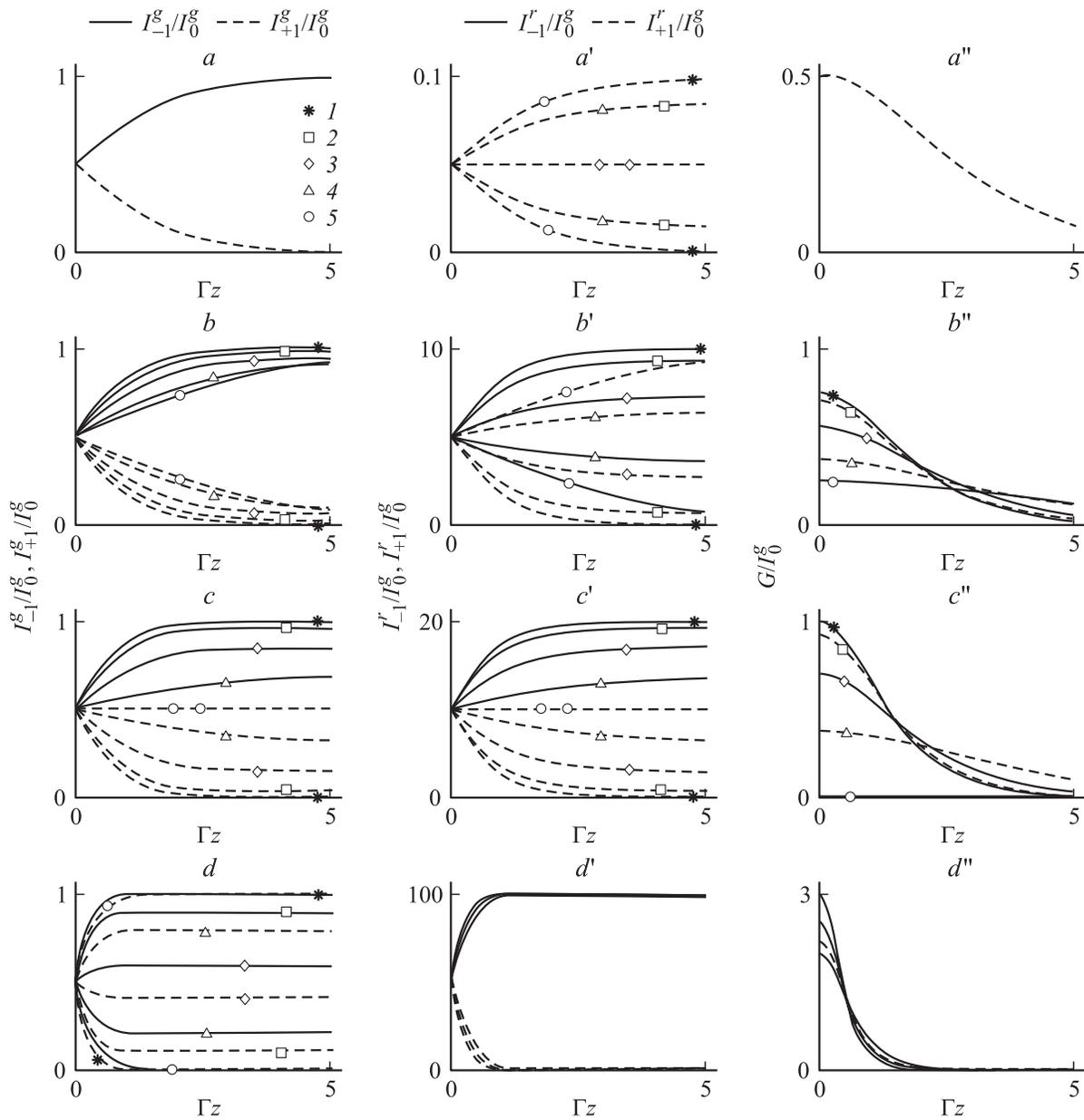
Полученные при самых общих граничных условиях выражения (5) и (6) позволяют исследовать зависимость интенсивностей взаимодействующих волн и амплитуды голографической решетки от расстояния распространения в кристалле и начальной разности фаз между взаимодействующими лучами при самых различных условиях.

На рис. 2 приведены вычисленные зависимости интенсивностей волн и амплитуды голографической решетки от приведенного расстояния распространения в кристалле при  $m = I_{40}/I_{10} = I_{-1}^s(0)/I_{+1}^s(0) = 1$ ,  $l = I_{20}/I_{30} = I_{-1}^r(0)/I_{+1}^r(0) = 1.001$  и различных значениях отношения  $q_0 = I_0^r/I_0^s$  и начальной разности фаз  $\Phi_0$ .

Как видно из приведенных графиков на рис. 2,  $a-a''$  при  $q_0 = 0.1$ , характер взаимодействия между записываемыми лучами  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  не зависит от  $\Phi_0$ , хотя характер

взаимодействия между считываемыми лучами  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  (направление перекачки энергии) кардинальным образом зависит от начальной разности фаз  $\Phi_0$ . При  $\Phi_0 = 0$ , т.е. когда обе интерференционные картины совпадают по фазе, усиливаются сонаправленные лучи  $I_{-1}^s$  и  $I_{-1}^r$ . С увеличением  $\Phi_0$  перенос энергии от луча  $I_{+1}^r$  к лучу  $I_{-1}^r$  ослабляется, и при  $\Phi_0 = \pi/2$  прекращается всякое взаимодействие между считываемыми лучами. При дальнейшем увеличении  $\Phi_0$  направление переноса энергии меняется на обратное и теперь усиливается луч  $I_{+1}^r$ . При  $\Phi_0 = \pi$ , т.е. когда интерференционные картины находятся в противофазе, происходит полная перекачка энергии от луча  $I_{-1}^r$  в луч  $I_{+1}^r$ .

Для анализа зависимостей интенсивностей взаимодействующих лучей от  $\Phi_0$  на рис. 2 приведены также расчетные зависимости амплитуды результирующей голографической решетки от расстояния при различных значениях  $\Phi_0$ . При двойном двухволновом смещении голографическая решетка является суммой двух голографических решеток, первая из которых строится лучами  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$ , а вторая лучами  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$ . Когда лучи  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  намного слабее лучей  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  ( $q_0 = 0.1$ ), влияние второй голографической решетки на результирующую пренебрежимо мало, и поэтому амплитуда и фаза результирующей решетки не зависят от  $\Phi_0$ . При этом результирующая решетка фактически является первой голографической решеткой. При этом, поскольку внешнего электрического поля нет, разница фаз между интерференционной картиной лучей  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  и результирующей решеткой равна  $\pi/2$  (рис. 3,  $a$ ) [15,16]. Поэтому энергообмен между лучами  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  наиболее эффективен. Как видно из рис. 2,  $a$ , в этом случае усиливается луч  $I_{-1}^s$ . При  $\Phi_0 = 0$  интерференционная картина лучей  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  также отстает от голографической решетки на  $\pi/2$  (рис. 3,  $a$ ), и поэтому усиливается луч  $I_{-1}^r$  (рис. 2,  $a$ ). При увеличении  $\Phi_0$  разница фаз между интерференционной картиной лучей  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  и голографической решеткой уменьшается, что и приводит к ухудшению энергообмена. При  $\Phi_0 = \pi/2$  разность фаз между интерференционной картиной лучей  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  и голографической решеткой становится равной нулю (рис. 3,  $b$ ), и поэтому никакой перекачки энергии между лучами  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  не происходит. При дальнейшем увеличении  $\Phi_0$  интерференционная картина лучей  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  начинает опережать по фазе голографическую решетку, поэтому энергообмен между лучами  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  восстанавливается, но в этом случае уже усиливается луч  $I_{+1}^r$ , т.е. направление энергопереноса меняется на обратное (рис. 2,  $a'$ ). И наконец, при  $\Phi_0 = \pi$  интерференционная картина лучей  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  опережает по фазе голографическую решетку ровно на  $\pi/2$  (рис. 3,  $c$ ) и происходит полная перекачка энергии от луча  $I_{-1}^r$  в луч  $I_{+1}^r$ . Таким образом, меняя разность фаз  $\Phi_0$ , удастся полностью управлять как величиной, так и направлением энергопереноса между лучами  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  и по желанию усиливать или луч  $I_{-1}^r$ , или же наоборот луч  $I_{+1}^r$ .

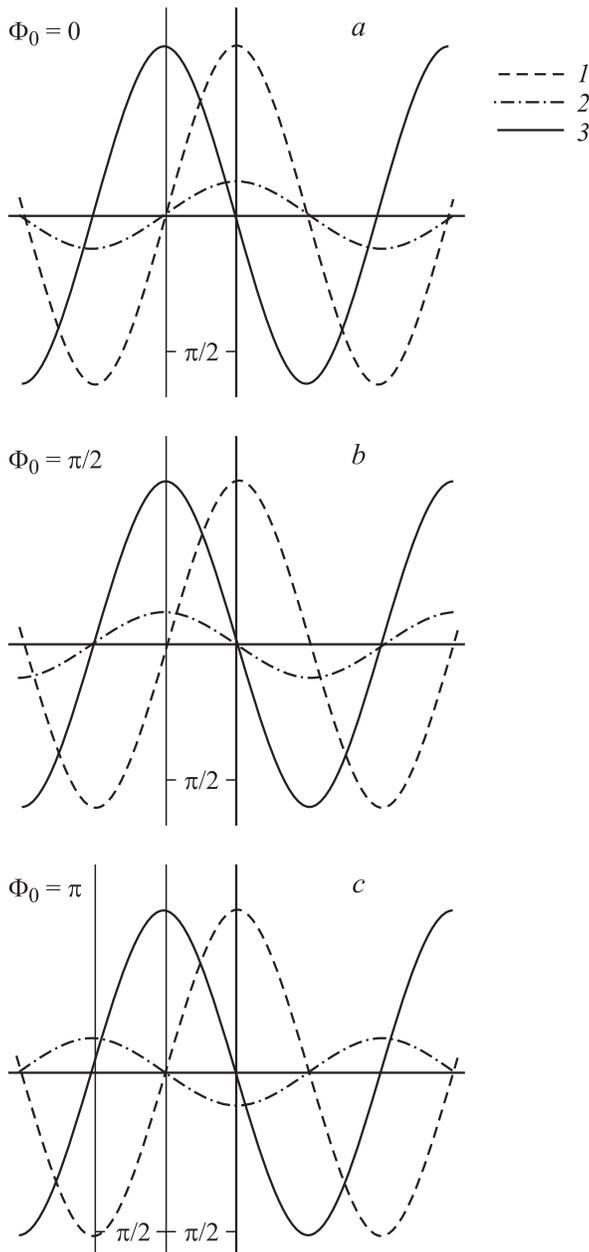


**Рис. 2.** Расчетные зависимости относительных интенсивностей ( $a - d$ ,  $a' - d'$ ) и амплитуды ( $a'' - d''$ ) голографической решетки от расстояния распространения при различных значениях  $\Phi_0$ ,  $q_0 = I_0^g/I_0^s$  и  $m = 1, l = 1.001$ :  $a, a', a'' - q_0 = 0.1$ ;  $b, b', b'' - q_0 = 10$ ;  $c, c', c'' - q_0 = 20$ ;  $d, d', d'' - q_0 = 100$ . 1 —  $\Phi_0 = 0$ , 2 —  $\Phi_0 = \pi/4$ , 3 —  $\Phi_0 = \pi/2$ , 4 —  $\Phi_0 = 3\pi/4$ , 5 —  $\Phi_0 = 0\pi$ .

При увеличении интенсивности лучей  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  (рис. 2,  $b - b''$ ,  $c - c''$ ) начинает сказываться влияние образуемой ими голографической решетки на результирующую решетку. При этом как амплитуда результирующей решетки, так и ее фаза начинают зависеть от  $\Phi_0$  (рис. 2,  $b''$ ,  $c''$ ). С увеличением  $\Phi_0$  амплитуда результирующей голографической решетки уменьшается, а разница фаз между результирующей голографической решеткой и интерференционными картинками лучей  $I_{+1}^s, I_{-1}^s$  и  $I_{-1}^r, I_{+1}^r$  отличается от  $\pi/2$ , что и приводит к ухудшению условия энергообмена (рис. 2,  $b - b''$ ,  $c - c''$ ). Причем если при  $q_0 = 10$  еще можно менять направление перекачки энергии, то при  $q_0 = 20$  это сделать не удастся.

Если интенсивность лучей  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  намного превышает интенсивности лучей  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  ( $q_0 = 100$ ), то определяющим значением в построении результирующей голографической решетки обладает именно решетка, записанная лучами  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$ . В этом случае процесс протекает так же описанным выше образом, но в этом случае управляется энергообмен между лучами  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  (рис. 2,  $d - d''$ ).

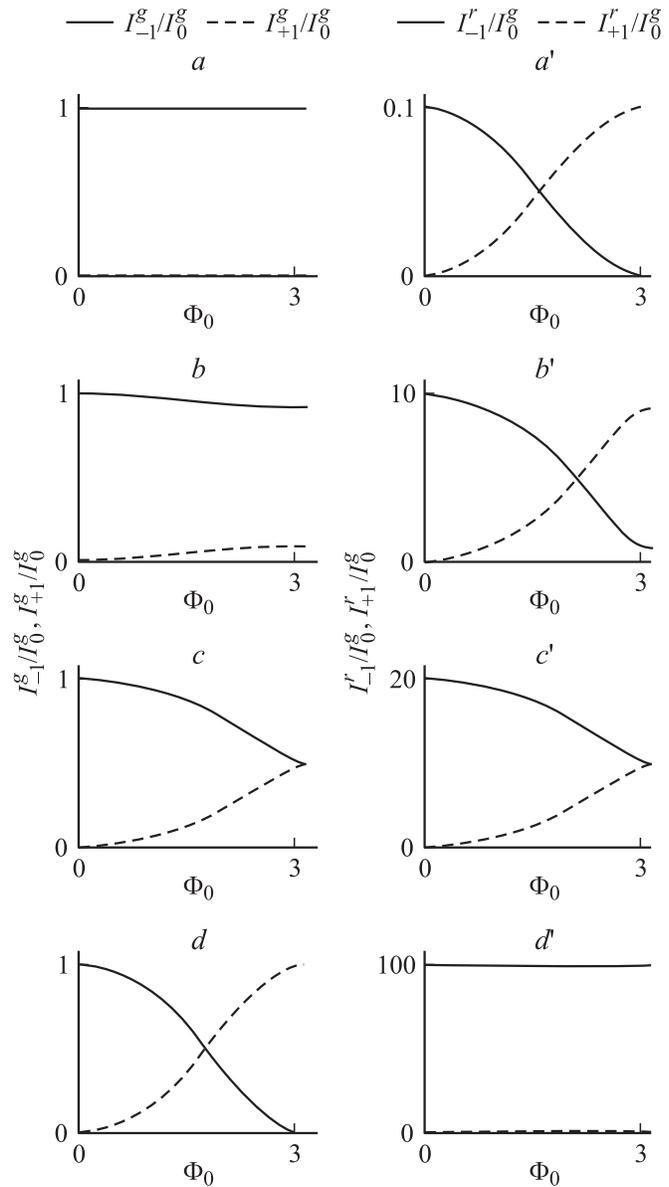
Таким образом, энергообменом между взаимодействующими лучами можно управлять, изменяя отношение интенсивностей  $q_0$  и начальную разность фаз  $\Phi_0$ . На рис. 4 представлены расчетные зависимости интенсивностей взаимодействующих волн на выходе из кри-



**Рис. 3.** Пространственный фазовый сдвиг между интерференционными картинками лучей  $I_{+1}^s, I_{-1}^s$  (1);  $I_{-1}^r, I_{+1}^r$  (2) и результирующей голографической решеткой (3) при  $q_0 = I_0^r/I_0^s \ll 1$ ,  $E_0 = 0$  и различных значениях начальной разности фаз  $\Phi_0$ . *a* —  $\Phi_0 = 0$  (лучи  $I_{-1}^s$  и  $I_{-1}^r$  усиливаются), *b* —  $\Phi_0 = \frac{\pi}{2}$  (луч  $I_{-1}^s$  усиливается, лучи  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  не изменяются), *c* —  $\Phi_0 = \pi$  (лучи  $I_{-1}^s$  и  $I_{+1}^r$  усиливаются).

сталла от начальной разности фаз  $\Phi_0$  при различных значениях  $q_0$ . При  $q_0 = 0.1$ , как видно из рис. 4, *a, a'*, энергообмен между лучами  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  полностью управляется разностью фаз  $\Phi_0$ . Если при  $\Phi_0 = 0$  вся энергия перекачивается в луч  $I_{-1}^r$ , то с увеличением  $\Phi_0$  он ослабляется, постепенно усиливается луч  $I_{+1}^r$  и наконец при  $\Phi_0 = \pi$  вся энергия переходит в луч  $I_{+1}^r$ . Таким образом, если интенсивности записывающих лучей  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  намного

больше интенсивностей  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$ , то выходные значения  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  не подвергаются изменению, а интенсивности  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  полностью управляются начальной разностью фаз  $\Phi_0$  и по необходимости можно усиливать либо луч  $I_{-1}^r$ , либо луч  $I_{+1}^r$ . С увеличением  $q_0$  (рис. 4, *b, b'*) изменяется эффективность энергообмена как между лучами  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$ , так и между лучами  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$ . При  $q_0 = 20$  (рис. 4, *c, c'*) зависимость интенсивностей как записывающих лучей, так и считывающих лучей от  $\Phi_0$  идентична. В этом случае, хотя есть возможность управлять энергообменом, направление энергообмена не изменяется и при  $\Phi_0 = \pi$  никакого энергообмена не происходит. Если же интенсивности считывающих лучей намного превышают интенсивности записывающих лу-



**Рис. 4.** Вычисленные зависимости выходных значений интенсивностей от начальной разности фаз  $\Phi_0$  при  $m = 1$ ,  $l = 1.001$  и  $\Gamma z = 5$ . *a, a'* —  $q_0 = 0.1$ ; *b, b'* —  $q_0 = 10$ ; *c, c'* —  $q_0 = 20$ ; *d, d'* —  $q_0 = 100$ .

чей ( $q_0 = 100$ ), то наоборот энергообмен между лучами  $I_{+1}^s$  и  $I_{-1}^s$  полностью управляется разностью фаз  $\Phi_0$ , хотя характер энергообмена между лучами  $I_{-1}^r$  и  $I_{+1}^r$  не изменяется.

#### 4. Выводы

В настоящей работе аналитически решена задача двойного двухволнового смешения в фоторефрактивных кристаллах на основе двухуровневой модели оптических переходов. Получены выражения для интенсивностей всех четырех взаимодействующих волн и амплитуды голографической решетки, отражающие их зависимость как от начального отношения интенсивностей ( $q_0, m, l$ ), так и начальной разности фаз между интерференционными картинками записывающих и считывающих лучей  $\Phi_0$ . Показано, что, изменяя  $q_0$  и  $\Phi_0$ , можно оптически управлять энергообменом между лучами и даже изменять его направление.

#### Список литературы

- [1] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. *Ferroelectrics* **22**, 961 (1979).
- [2] J.P. Huignard, A. Marrakchi. *Opt. Lett.* **6**, 622 (1981).
- [3] S.I. Stepanov, M.P. Petrov. *Opt. Acta.* **31**, 1335 (1984).
- [4] C. Besson, J.M.C. Jonathan, A. Villing, G. Pauliat, G. Roosen. *Opt. Lett.* **14**, 1359 (1989).
- [5] S.I. Stepanov, M.P. Petrov. *Opt. Commun.* **53**, 292 (1985).
- [6] Ph. Refregier, L. Solimar, H. Rajbenbach, J.P. Huignard. *J. Appl. Phys.* **58**, 45 (1985).
- [7] G.C. Valey. *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 868 (1984).
- [8] F.A. Rustamov, E.A. Sadykhov. *Opt. Quantum Electron.* **27**, 249 (1995).
- [9] F.A. Rustamov. *Opt. Quantum Electron.* **27**, 239 (1995).
- [10] F. Wang, B. Liu, L. Liu, L. Xu. *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2775 (1996).
- [11] S. Honma, A. Okamoto, Y. Takayama. *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 974 (2001).
- [12] F.A. Rustamov, F.N. Gadjiev. *Opt. Quantum Electron.* **24**, 1165 (1992).
- [13] F.A. Rustamov. *Opt. Quantum Electron.* **23**, 613 (1991).
- [14] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J.O. White, A. Yariv. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-20**, 12 (1984).
- [15] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979).
- [16] F.A. Rustamov. *Opt. Quantum Electron.* **27**, 117 (1995).