

УДК 538.417

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ СРЕЗА (112)

© 2006 г. О. А. Кашин¹, С. М. Шандаров¹, С. Н. Курилкина², П. И. Ропот², А. Л. Толстик³

E-mail: kashin.oleg@mail.ru, tolstik@bsu.by

Рассмотрена теоретическая модель, позволяющая описать эффекты самовоздействия световых пучков с одномерным входным распределением интенсивности в фоторефрактивных кристаллах силленитов среза (112). Модель учитывает векторный характер светового поля, естественную оптическую активность кристалла, наведенное внешним электрическим полем линейное двулучепреломление и дополнительный вклад фотоупругого эффекта в возмущения оптических свойств полем пространственного заряда.

Благодаря хорошим фоторефрактивными свойствами для изучения видимого диапазона, кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) из семейства силленитов являются достаточно популярными нелинейными средами для изучения и реализации различных эффектов самовоздействия световых пучков (см., например, [1–8]). При выборе направлений распространения светового пучка и приложения внешнего электрического поля, используемого для увеличения нелинейного отклика, необходимо учитывать анизотропию электрооптических свойств силленитов, относящихся в классу симметрии 23 кубической сингонии. Традиционно распространение светового пучка происходит вдоль кристаллографических направлений вида $\langle 110 \rangle$ с приложением внешнего поля по осям типа $\langle 001 \rangle$ [1–5], $\langle 111 \rangle$ [6, 7] или $\langle \bar{1}10 \rangle$ [3, 6, 7]. В [5–7] представлены уравнения, описывающие эффекты самовоздействия при произвольной ориентации приложенного поля в плоскости, ортогональной направлению распространения света $\langle 110 \rangle$. Отметим, что в [7] учтена и анизотропия дополнительного фотоупругого вклада в модуляцию оптических свойств среды полем пространственного заряда, наводимого световым пучком.

Однако рассмотренные варианты ориентации кристаллов силленитов не единственные для реализации эффектов самовоздействия света. В настоящей работе получены уравнения, позволяющие анализировать самовоздействие световых пучков с одномерным входным распределением интенсивности, при распространении вдоль кристаллографической оси $[11\bar{2}]$ кристаллов симметрии 23. Ориентация внешнего электрического по-

ля считается произвольной в плоскости, ортогональной данному направлению. Рассматриваемая модель учитывает естественную оптическую активность, наведенное внешним полем линейное двулучепреломление и дополнительный вклад фотоупругого эффекта в модуляцию оптических свойств кристалла полем пространственного заряда. Достоинств срезов типа $\{112\}$ кубических фоторефрактивных кристаллов – это возможность реализации встречного взаимодействия световых пучков на отражательных голографических решетках [9], которое отсутствует в образцах традиционной ориентации типа $\{110\}$.

Рассмотрим кристалл симметрии 23, в котором вдоль оси z , совпадающей с кристаллографическим направлением $[11\bar{2}]$, распространяется световой пучок с распределением интенсивности $I(x)$ на входной грани (рис. 1). Внешнее электрическое поле, знакопеременное или постоянное, приложено вдоль оси x , составляющей угол θ с кристаллографическим направлением $[1\bar{1}0]$. Компоненты диэлектрического тензора с учетом внешнего однородного поля E_0 и наведенного световым пучком поля пространственного заряда $E_{SC}(x, z)$ представим в виде [7]

$$\varepsilon_{ij} = n_0^2 \delta_{ij} - n_0^4 r_{41}^T |\delta_{ijk}| m_k E_0 - n_0^4 r_{41}^S \Delta b_{ij} E_{SC}, \quad (1)$$

$$\Delta b_{ij} = \left[|\delta_{ijk}| m_k + \frac{1}{r_{41}^S} (P_{ijkl}^F m_l \gamma_{kn} e_{mnp} m_m m_p) \right], \quad (2)$$

где n_0 – показатель преломления невозмущенного кристалла; δ_{ij} и δ_{ijk} – единичные симметричный и антисимметричный тензоры; r_{41}^T и r_{41}^S – электрооптические коэффициенты механически зажатого и свободного кристаллов соответственно; P_{ijkl}^E – компоненты фотоупругого тензора; γ_{kn} – компо-

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники.

² Институт физики им. Б.И. Степановки Национальной академии наук Беларуси, Минск.

³ Белорусский государственный университет, Минск.

ненты тензора, обратного к $\Gamma_{nk} = C_{nmkl}^E m_n m_l$; C_{nmkl}^E и e_{mnp} – компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант, m_k – направляющие косинусы оси x кристаллографических координатах.

Распространение светового пучка в кубическом фоторефрактивном кристалле, обладающем оптической активностью с удельным вращением ρ , может быть описано в параксиальном приближении уравнениями, аналогичными полученным в [7], для составляющих векторной огибающей поля $\vec{A}(x, z)$:

$$\begin{cases} i \frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} r_{41}^T E_0 (\mu_1 A_x + \mu_2 A_y) - \\ - \frac{k_0 n_0^3}{2} E_{SC} (\eta_1 A_x + \eta_2 A_y) - i \rho A_y = 0, \\ i \frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} r_{41}^T E_0 (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) - \\ - \frac{k_0 n_0^3}{2} E_{SC} (\eta_2 A_x + \eta_3 A_y) + i \rho A_x = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ и λ – длина волны света. Для рассматриваемой ориентации кристалла входящие в систему уравнений (3) коэффициенты μ_i и η_i принимают вид

$$\begin{aligned} \mu_1 &= -\frac{\sin \theta}{\sqrt{3}} (5 \cos^2 \theta - 2), \\ \mu_2 &= -\frac{\cos \theta}{\sqrt{3}} (5 \sin^2 \theta - 1), \\ \mu_3 &= \frac{\sin \theta}{\sqrt{3}} (5 \cos^2 \theta - 1), \\ \eta_1 &= \frac{\sin^2 \theta}{3} [\Delta b_{11} + \Delta b_{22} + \Delta b_{33} + \\ &+ 2(\Delta b_{12} + \Delta b_{13} + \Delta b_{23})] + \\ &+ \frac{\cos^2 \theta}{2} (\Delta b_{11} + \Delta b_{22} - 2\Delta b_{12}) + \\ &+ \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{6}} (\Delta b_{11} - \Delta b_{22} + \Delta b_{13} - \Delta b_{23}), \\ \eta_2 &= \frac{\sin 2\theta}{12} [\Delta b_{11} + \Delta b_{22} - 2\Delta b_{33} - \\ &- 10\Delta b_{12} - 4(\Delta b_{13} + \Delta b_{23})] - \\ &- \frac{\cos 2\theta}{\sqrt{6}} (\Delta b_{11} - \Delta b_{22} + \Delta b_{13} - \Delta b_{23}), \end{aligned} \quad (4)$$

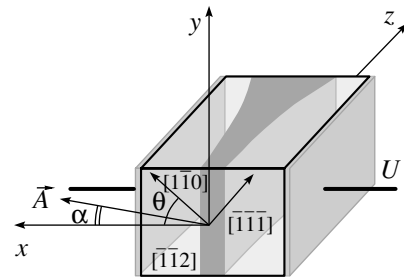


Рис. 1. Ориентация фоторефрактивного кристалла в условиях внешнего приложенного постоянного электрического поля U , в котором распространяется световой пучок с распределением интенсивности $I(x)$ на входной грани.

$$\begin{aligned} \eta_3 &= \frac{\sin^2 \theta}{2} (\Delta b_{11} + \Delta b_{22} - 2\Delta b_{12}) + \\ &+ \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{6}} (\Delta b_{11} - \Delta b_{22} + \Delta b_{13} - \Delta b_{23}) - \\ &- \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{6}} (\Delta b_{11} - \Delta b_{22} + \Delta b_{13} - \Delta b_{23}). \end{aligned}$$

Третий член в уравнениях (3) определяет линейное двулучепреломление, наводимое в кристалле внешним электрическим полем. Величина данного члена определяется коэффициентами μ_1 , μ_2 и μ_3 , зависимости которых от ориентационного угла θ представлены на рис. 2. Данные коэффициенты не зависят от типа кубического фоторефрактивного кристалла в отличие от коэффициентов η_1 , η_2 и η_3 , определяющих величину и знак фоторефрактивной нелинейности (четвертый член в уравнениях (3)). Ориентационные зависимости этих коэффициентов, рассчитанные с использованием материальных констант, приведенных в [10, 11], представлены на рис. 3 для кристаллов *BTO* и *BSO*.

Из сравнения рис. 2 и 3 можно заметить, что ориентационные зависимости $\eta_i(\theta)$ и $\mu_i(\theta)$, имею-

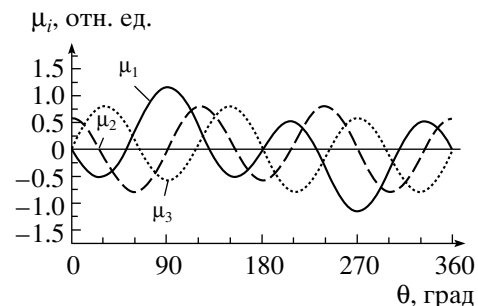


Рис. 2. Зависимости коэффициентов μ_1 , μ_2 , μ_3 от ориентационного угла θ .

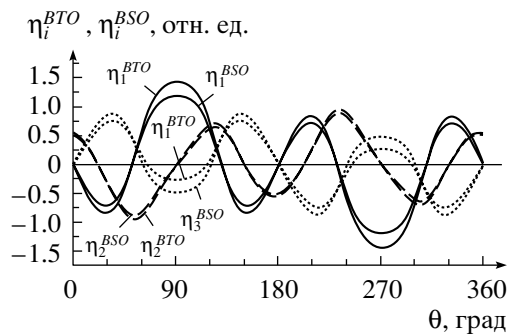


Рис. 3. Зависимости коэффициентов η_1, η_2, η_3 от ориентационного угла θ в кристаллах титаната (*BTO*) и селениата (*BSO*) висмута.

щие одинаковый характер, количественно в наибольшей степени различаются вблизи экстремумов. Эти различия связаны с дополнительным вкладом, обусловленным совместным действием пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов в возмущения оптических свойств кристалла полем пространственного заряда E_{SC} [10, 11], наводимым в данном случае световым пучком. Наилучшие условия для реализации эффектов самовоздействия достигаются при внешнем поле, приложенном вдоль направления $[111]$, при $\theta = 90^\circ$ и ориентации вектора поляризации света вдоль того же направления ($\alpha = 0$, см. рис. 1). В этом случае коэффициенты μ_1 и η_1 , определяющие наведенное двулучепреломление и нелинейное самовоздействие для x -поляризации, достигают максимальных значений, таких же, как и для кристаллов традиционной ориентации типа $\{110\}$. Следует отметить, что в кристалле *BTO* больший дополнительный фотоупругий вклад приводит к большим значениям коэффициента $|\eta_1| = 1.436$, чем в *BSO* ($|\eta_1| = 1.183$) при ориентации внешнего поля вдоль осей типа $\langle 111 \rangle$. Однако коэффициент η_3 , характеризующий нелинейное самовоздействие за счет y -составляющей вектора поляризации, имеет большую абсолютную величину для кристалла *BSO* ($\eta_3^{BSO} = -0.48$, $\eta_3^{BTO} = -0.261$), при $\theta = 90^\circ$.

При значении ориентационного угла $\theta = 0^\circ$ ($\vec{E}_0 \parallel [1\bar{1}0]$), как и в образцах традиционной ориентации, от нуля отличны только коэффициенты μ_2 и η_2 , отвечающие за кросс-связь между x - и y -составляющими вектора \vec{A} . Однако в рассматриваемом случае их значения $\mu_2 = 0.577$, $\eta_2^{BTO} = 0.533$ и $\eta_2^{BSO} = 0.657$ существенно ниже по модулю ($\mu_2 = -1$, $\eta_2^{BTO} = -0.923$ и $\eta_2^{BSO} = -1.137$), чем для среза (110) при том же направлении приложенного поля.

Численный анализ распространения светового пучка ($\lambda = 633$ нм) с входным распределением амплитуды в виде функции Гаусса (радиус перетяжки $x_0 = 25$ мкм) проводили с использованием уравнений (2)–(5) на основе конечно-разностной схемы Дугласа [12]. В расчетах параметры кристалла *BTO* (размер вдоль оси z $d = 15$ мм, $\rho = 6$ угл. град \cdot мм $^{-1}$) принимались такими же, как и в [6].

Анализ показывает, что дополнительный фотоупругий вклад существенно уменьшает величину необходимого для реализации квазисолитонного режима распространения пучка внешнего поля, в случае его приложения вдоль направлений вида $\langle 111 \rangle$. В [6], рассматривающей распространение пучка в кристалле среза (110) без учета фотоупругого вклада, получено значение необходимой напряженности поля $E_0 \approx 4.1$ кВ \cdot см $^{-1}$. Учет фотоупругого вклада “снижает” данное напряжение до значения 3.4 кВ \cdot см $^{-1}$, одинакового для срезов вида $\{110\}$ и $\{112\}$.

В случае приложения поля вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$ разница в коэффициентах μ_2, η_2 для срезов вида $\{110\}$ и $\{112\}$ существенно влияет на условия наблюдения солитонного распространения лазерного пучка. Для каждого из этих срезов при данном направлении поля экранирующая нелинейность достигает максимума при ориентации вектора поляризации под углом $\alpha = \pm 45^\circ$ к оси x [7]. Расчеты показывают, что солитонное распространение пучка с такой входной поляризацией и с параметрами, приведенными выше, должно наблюдаться в кристалле *BTO* среза $(11\bar{2})$ при напряженности поля $E_0 \approx 8.8$ кВ \cdot см $^{-1}$, в то время как для среза (110) оно реализуется при $E_0 \approx 5.1$ кВ \cdot см $^{-1}$.

Таким образом, в данной работе развита теоретическая модель самовоздействия одномерных световых пучков в кристаллах селениатов среза $(11\bar{2})$, учитывающая векторный характер светового поля, гиротропию среды, наведенное внешним полем линейное двулучепреломление и дополнительный фотоупругий вклад в модуляцию оптических свойств полем пространственного заряда. Показано, что в случае приложения внешнего поля вдоль оси типа $\langle 111 \rangle$ величина и характер эффектов самовоздействия не отличаются от реализуемых в кристаллах традиционного среза типа $\{110\}$. Достоинство использования кристаллов среза $(11\bar{2})$ – это возможность встречного взаимодействия распространяющихся световых пучков на формируемых ими отражательных фоторефрактивных голограммах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и БРФФИ (грант № 06-02-81040-Бел_а) и программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Itutube-Castillo M.D., Marquez-Aguilar P.A., Sanchez-Mondragon J.J. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. P. 408.
2. *Singh S.R., Christodoulides D.N.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. V. 13. P. 719.
3. *Fazio E., Babin V., Bertolotti M., Vlad V.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. 016605.
4. *Fazio E., Ramadan W., Belardini A. et al.* // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. 026611.
5. *Шепелевич В.В., Голуб А.А., Коваришук Р. и др.* // Квант. электроника. 2005. Т. 35. С. 351.
6. *Шепелевич В.В., Коваришук Р., Кисслинг А. и др.* // Квант. электроника. 2003. Т. 33. С. 446.
7. *Кашин О.А., Шандаров С.М., Фролова М.Н. и др.* // Изв. вузов. Физика. 2004. № 7. С. 26.
8. *Кашин О.А., Лапоухов А.С., Колегов А.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 8. С. 1142.
9. *Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартьянов А.Г. и др.* // Квант. электроника. 2005. Т. 35. С. 163.
10. *Кобозев О.В., Шандаров С.М., Литвинов Р.В. и др.* // Неорган. матер. 1998. Т. 34. С. 1486.
11. *Степанов С.И., Шандаров С.М., Хатьков Н.Д.* // Физика тв. тела. 1987. Т. 29. С. 3054.
12. *Sun L., Yip G.L.* // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 1229.