

*В. В. Шепелевич, А. Е. Загорский,  
Р. Коваршик, А. Кислинг, В. Матусевич*

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ СРЕЗА $(\bar{1}\bar{1}0)$

### Введение

Уже более десятилетия внимание исследователей привлекают процессы самофокусировки двумерных световых пучков в фоторефрактивных кристаллах [1–2]. Получаемые в таких кристаллах двумерные солитоны [2–4] могут быть использованы для адресной локализации световых пучков, а также для их бездифракционного распространения в динамически формируемых волноводах. Известно, что в одноосных кристаллах типа SBN [1–4] можно учитывать лишь одну компоненту электрооптического тензора, пренебрегая остальными компонентами из-за их малости. В кубическом кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  электрооптический тензор имеет несколько одинаковых компонент [5]. Поэтому уравнения, описывающие распространение световых пучков в кубических кристаллах, должны быть несколько изменены. В связи со сложностью вычислений, возникающих при использовании подхода [1, 2] к описанию квазисолитонного распространения двумерных световых пучков, в некоторых работах [6, 7] применялись более простые, приближенные способы описания этого явления.

В данной статье используется модифицированная система скалярных дифференциальных уравнений, описывающая распространение двумерного гауссового светового пучка в фоторефрактивном, оптически активном кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  кристаллографического среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$ . При этом в системе дифференциальных уравнений учитывается распределение потенциала  $\varphi$  как вдоль приложенного к кристаллу внешнего электрического поля  $E_0$ , так и перпендикулярно ему. Потенциал  $\varphi$  вычисляется с использованием соотношений [1, 2, 6].

### Основная часть

Для описания распространения двумерного светового пучка в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах будем использовать следующую систему уравнений, полученную в параксиальном приближении на базе уравнений Максвелла и основных уравнений фоторефрактивного эффекта [8]:

$$i \frac{\partial \bar{A}}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left( \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_0^3}{2} (\bar{A} \bar{r} \bar{E}) + i \rho [\bar{e}_z, \bar{A}] = 0, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \varphi + \nabla \ln(1 + I) \cdot \nabla \varphi = E_0 \frac{\partial}{\partial x} \ln(1 + I), \quad (2)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi + \vec{E}_0, \quad (3)$$

где  $\vec{A} = \vec{A}(x, y, z)$  – комплексная векторная огибающая электрического поля светового пучка,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – длина волнового вектора светового пучка в вакууме,  $n_0$  – невозмущенный показатель преломления,  $\hat{r}$  – электрооптический тензор третьего ранга,  $\rho$  – удельное вращение кристалла,  $I = |\vec{A}|^2/I_d$  – относительная интенсивность светового пучка,  $I_d$  – темновая интенсивность, включающая фоновую засветку,  $\vec{E}_0$  – внешнее электрическое поле, приложенное к кристаллу в направлении оси  $x$  (рисунок 1),  $E_0$  – проекция вектора  $\vec{E}_0$  на ось  $x$ ,  $\vec{E}$  – внутреннее электрическое поле, учитывающее поле, создаваемое световым пучком,  $\varphi$  – переопределенный электрический потенциал, связанный с потенциалом поля пространственного заряда  $\phi$  соотношением [7].

$$\varphi = \phi + E_0 x, \quad (4)$$

$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$  – правая тройка единичных векторов рабочей декартовой системы координат  $xuz$ . Ось  $z$  совпадает с направлением распространения светового пучка.

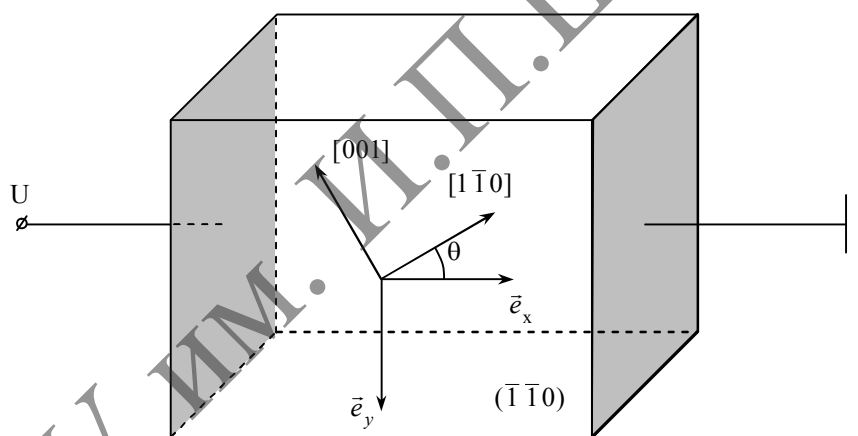


Рис. 1. Расположение рабочей системы координат по отношению к кристаллографическим направлениям

$U$  – приложенное к кристаллу напряжение

Для кубического кристалла класса 23 среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$  векторное уравнение (1) с учетом (3) может быть записано в виде эквивалентной системы скалярных дифференциальных уравнений в частных производных:

$$i \frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left( \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_0^3}{2} \left[ r_{41} \left( \left( E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) (\mu_1 A_x + \mu_2 A_y) - \frac{\partial \varphi}{\partial y} (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) \right) \right] - i \rho A_y = 0, \quad (5)$$

$$i \frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left( \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_0^3}{2} \left[ r_{41} \left( \left( E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) - \frac{\partial \varphi}{\partial y} (\mu_3 A_x + \mu_4 A_y) \right) \right] + i \rho A_x = 0,$$

где  $r_{41}$  – электрооптический коэффициент, функции  $\mu_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) определяются следующими соотношениями:

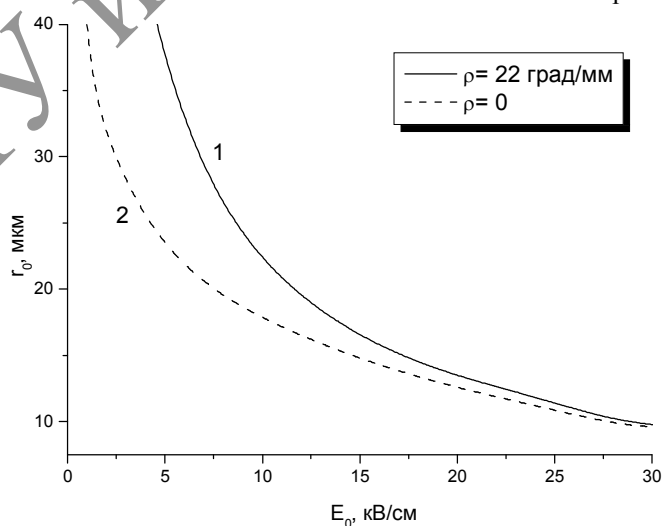
$$\mu_1 = 3 \sin \theta \cos^2 \theta, \quad \mu_2 = \cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta),$$

$$\mu_3 = \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta), \quad \mu_4 = 3 \cos \theta \sin^2 \theta,$$

$\theta$  – ориентационный угол (рисунок 1).

С помощью системы (5) исследуем возможность получения в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  так называемого «квазисолитонного» режима распространения светового пучка (равенство максимальных интенсивностей пучка на входе в кристалл и на выходе из него).

Пусть на кристалл  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  ( $n_0 = 2.54$ ,  $r_{41} = 5 \cdot 10^{-12}$  м/В,  $\rho = 22$  град/мм) толщиной  $d = 15$  мм падает гауссов световой пучок с длиной волны  $\lambda = 0.6328$  мкм так, что перетяжка пучка с радиусом  $r_0 = 16.53$  мкм находится на входной плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла, а максимальное значение  $I_m$  относительной интенсивности в перетяжке равно 1 ( $I_0 = I_d$ ). Пучок имеет х-поляризацию, то есть вектор напряженности электрического поля световой волны направлен вдоль вектора внешнего электрического поля  $E_0$ , ориентационный угол  $\theta = 25^\circ$  (для этого угла наблюдается максимальная фокусировка пучка). На рисунке 2 построены кривые существования двумерных пространственных солитонов для рассматриваемого оптически активного кристалла (кривая 1), а также для случая отсутствия оптической активности (кривая 2). Видно, что оптическая активность увеличивает величину внешнего электрического поля, необходимого для достижения солитонного режима, так как вращение плоскости поляризации в процессе распространения светового пучка выводит его из режима оптимальной самофокусировки. Однако с возрастанием величины  $E_0$  влияние оптической активности уменьшается, и при значениях  $E_0$ , близких к 30 кВ/см кривые 1 и 2 на рисунке 2 практически совпадают. Это позволяет говорить о возможности пренебрежения оптической активностью в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  в случае формирования двумерных солитонов с использованием высоковольтных источников напряжения.



1 –  $\rho = 22$  град/мм; 2 –  $\rho = 0$

Рис. 2. Кривые существования двумерных пространственных солитонов для х-поляризованного входного светового пучка в кристалле толщиной 15 мм при ориентационном угле  $\theta = 25^\circ$

На рисунке 3 построены профили светового пучка, распространяющегося в фоторефрактивном кристалле, для различных значений координаты  $z$  (входная плоскость кристалла, четверть толщины кристалла, половина толщины кристалла,  $3/4$  толщины и, наконец, выходная плоскость кристалла). Части а) и б) рисунка 3 иллюстрируют случаи прохождения пучка сквозь оптически активную среду ( $\rho = 22$  град/мм) и среду с «выключенной» оптической активностью ( $\rho = 0$ ) соответственно. В каждом случае отображается профиль пучка (вид сверху) при  $I = 1/2 I_m$  для выбранной толщины кристалла. Радиус входного светового пучка  $r_0$  был равен 16.53 мкм, величина внешнего поля  $E_0$  составляла 15 кВ/см.

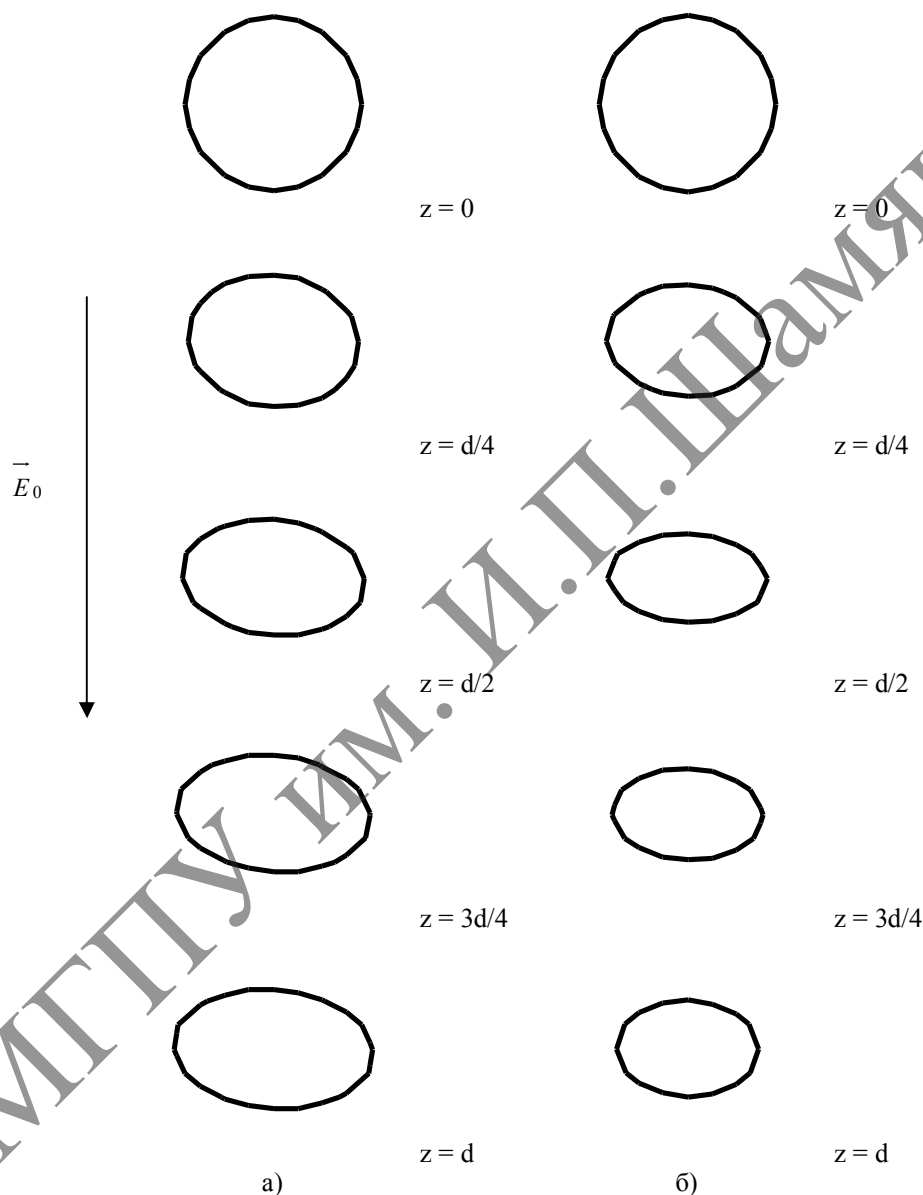


Рис. 3. Профили светового пучка, распространяющегося в кристалле толщиной  $d = 15$  мм, для различных значений координаты  $z$   
а) –  $\rho = 22$  град/мм; б) –  $\rho = 0$

В каждом из рассматриваемых случаев а) и б) на рисунке 3 происходит фокусировка светового пучка в направлении вектора  $\vec{e}_x$ . Легко видеть, что в присутствии оптической активности (рисунок 3а) диаметр пучка вдоль оси  $\vec{e}_y$  увеличивается, т. е. пучок в этом

направлении расходится. При  $\rho = 0$  (рисунок 3б) диаметр пучка в направлении  $\vec{e}_y$  уменьшается, однако более слабо, чем в направлении вектора  $\vec{e}_x$ . Из рисунка 3 видно, что под влиянием оптической активности фокусирующее действие кристалла в направлении вектора  $\vec{e}_x$  ослабевает по сравнению со случаем отсутствия оптической активности. Также можно отметить некоторый поворот эллипса, характеризующего форму пучка на рисунке 3а. Такое вращение обусловлено возникновением в кристалле компоненты  $A_y$  при распространении светового пучка в оптически активном кристалле.

### Заключение

Таким образом, получена модифицированная система скалярных уравнений для описания распространения двумерных световых пучков в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ . Построены кривые существования двумерных пространственных солитонов в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , облегчающие подбор величины внешнего электрического поля и радиуса входного гауссова пучка для выхода на квазисолитонный режим. Показано, что учет оптической активности приводит к усилению расходимости пучка для малых значений напряженности внешнего электрического поля  $E_0$ , в то время как для величин  $E_0$ , близких к 30 кВ/см, влияние оптической активности на распространение светового пучка в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  практически исчезает.

Полученные результаты могут быть использованы для управляемой самофокусировки световых пучков в различных устройствах квантовой электроники и фотоники, а также для стимулирования экспериментальных исследований по оптимизации распространения и взаимодействия световых пучков в кристаллах силленитов.

### Литература

1. Zozulya, A. A. Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field / A. A. Zozulya, D. Z. Anderson // Phys. Rev. A. – 1995. – Vol. 51. – P. 1520–1532.
2. Self-focusing and soliton formation in media with anisotropic nonlocal material response / A. A. Zozulya [et al.] // Europhys. Lett. – 1996. – Vol. 36. – P. 419–424.
3. Observation of two-dimensional spatial solitons in iron-doped barium-calcium titanate crystals / J. Xu [et al.] // Phys. Stat. Sol. (a). – 2002. – Vol. 4. - P. 189.
4. Matushevich, V. Theoretical modeling of self-focusing and self-defocusing phenomena in a photorefractive  $\text{Ba}_{0.77}\text{Ca}_{0.23}\text{TiO}_3$  crystal / V. Matushevich [et al.] // Труды третьей международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики», Санкт-Петербург, 18–21 октября 2004. / под ред. проф. В. Г. Беспалова, проф. С. А. Козлова. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2004. – 344 с.
5. Петров, М. П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко. – СПб. : Наука, 1992. – 320 с.
6. Two-dimensional soliton-induced refractive index change in photorefractive crystals / G. F. Calvo [et al.] // Optic Communications. - 2003. - Vol. 227. – P. 193–202.
7. (2+1)-dimensional soliton formation in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals / E. Fazio [et al.] // Phys. Rev. E. – 2003. – Vol. 67. - P. 026611-8.
8. Holographic storage in electrooptic crystals / N. V. Kukhtarev [et al.] // Ferroelectrics. – 1979. – Vol. 22, № 3–4. – P. 949–964.

### Summary

A set of scalar differential equations that describe the two-dimensional Gaussian light beam propagation in the  $(\bar{1}\bar{1}0)$ -cut photorefractive optically active  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystal for arbitrary direction an external electric field in the plane of crystal cut is given. Existence curves of two-dimensional spatial solitons in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystal with thickness 15 mm are shown. Form of light beam propagating in the crystal is determined.

Поступила в редакцию 23.10.06.