

А.А. Голуб¹, В.В. Давыдовская²

¹канд. физ.-мат. наук, доц. каф. теоретической физики и прикладной информатики
Мозырского государственного педагогического университета имени И.П. Шамякина

²канд. физ.-мат. наук, доц. каф. теоретической физики и прикладной информатики
Мозырского государственного педагогического университета имени И.П. Шамякина

e-mail: agolub@tut.by

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ (1+1)D И (1+2)D СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ПРОФИЛЯМИ И ОРТОГОНАЛЬНЫМИ ПОЛЯРИЗАЦИЯМИ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

С помощью численного моделирования выполнено теоретическое сравнение результатов взаимодействия (1+1)D и (1+2)D супергауссовых и гауссовых световых пучков, имеющих ортогональные друг другу линейные поляризации и распространяющихся в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, помещенном во внешнее постоянное электрическое поле. Показана возможность наблюдения отклонения взаимодействующих световых пучков, рассмотрена также возможность использования наблюдаемых эффектов в реализации оптических логических устройств.

Введение

При исследовании распространения и взаимодействия световых пучков часто используют фоторефрактивные материалы, так как они обладают подходящими для этого электрооптическими свойствами.

Существует ряд задач, связанных с необходимостью управлять положением светового пучка на выходе из того или иного устройства. В работах [1–3] на примере одномерных гауссовых световых пучков было показано, что в этих целях могут быть использованы закономерности взаимодействия ортогонально поляризованных световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO). В [4] показано, что взаимодействие ортогонально линейно поляризованных двумерных световых пучков в фоторефрактивном кристалле SBN может быть использовано для управления световым пучком, который при таком взаимодействии распространяется в квазисолитонном режиме и отклоняется под действием другого пучка, который сильно дефокусирован и является управляющим пучком.

В данной статье представлены результаты исследования принципиальной возможности использования оптически активного кристалла BSO для осуществления управляемой адресной локализации одномерных и двумерных световых пучков с гауссовым и супергауссовым распределениями интенсивностей.

Теоретическая модель

Пусть в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле BSO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$, помещенном во внешнее постоянное электрическое поле, взаимодействуют два одномерных световых пучка (рисунок 1). Ось Ox совпадает с вектором напряженности внешнего электрического поля $\vec{E}_0$ и расположена под ориентационным углом θ относительно кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$.

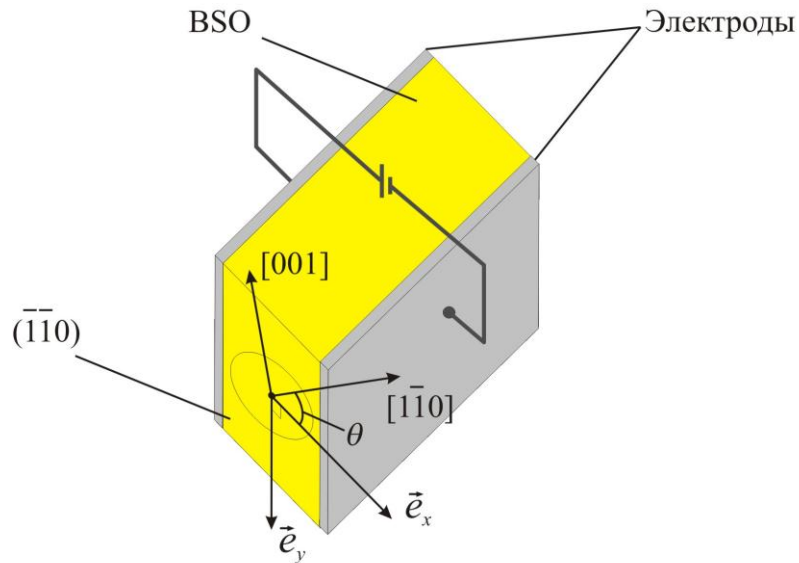


Рисунок 1. – Ориентация рабочей системы координат $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$ и вектора напряженности внешнего электрического поля относительно кристаллографических осей $[001]$ и $[1\bar{1}0]$ кристалла

Для исследования распространения и взаимодействия одномерных световых пучков в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ была использована следующая система скалярных дифференциальных уравнений в частных производных [5]:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} - \frac{1}{2} k_0 n_0^3 E_0 r_{41} (\mu_1 A_x + \mu_2 A_y) \frac{2\eta I_d}{2\eta I_d + |A_x|^2 + |A_y|^2} - i\rho A_y &= 0; \\ i \frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} - \frac{1}{2} k_0 n_0^3 E_0 r_{41} (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) \frac{2\eta I_d}{2\eta I_d + |A_x|^2 + |A_y|^2} + i\rho A_x &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где r_{41} – электрооптический коэффициент, k_0 – модуль волнового вектора в вакууме, n_0 – показатель преломления невозмущенного кристалла, I_d – темновая интенсивность (в общем случае в ней учтена также интенсивность подсветки),

$$\mu_1 = 3 \sin \theta \cos^2 \theta, \quad \mu_2 = \cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta), \quad \mu_3 = \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta), \quad (2)$$

ρ – удельное вращение плоскости поляризации в кристалле, $\eta = n_0 \cdot \eta_0$, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$, μ_0 – магнитная постоянная, ε_0 – диэлектрическая постоянная, ось OZ совпадает с направлением распространения светового пучка, A_x и A_y – x - и y -составляющие комплексного вектора $\vec{A}$, характеризующего медленно изменяющуюся вдоль направления оси OZ векторную амплитуду напряженности электрического поля светового пучка.

Система (1) получена в параксиальном приближении на основе уравнений Максвелла и ковариантных выражений для электрооптического тензора, заимствованных в [6]; при этом направление вектора $\vec{E}_0$ предполагалось произвольным.

Уравнения, посредством которых описывается распространение и взаимодействие двумерных световых пучков в фоторефрактивных кристаллах, имеют более сложный вид, чем уравнения (1). Это обусловлено тем, что в этой ситуации распределение потенциала внутреннего электрического поля уже нельзя описать простой аналитической формулой и аксиальная симметрия, характерная для светового пучка на входе в кристалл, разрушается при его распространении в кристалле вследствие оптической анизотропии, которая индуцируется внешним электрическим полем, частично экранированным световым пучком.

Для исследования двумерных световых пучков использовалась система скалярных дифференциальных уравнений в частных производных, полученная аналогично (1) [7]:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} \right) - \\ - \frac{k_0 n_0^3}{2} \left[r_{41} \left(\left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) (\mu_1 A_x + \mu_2 A_y) - \frac{\partial \varphi}{\partial y} (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) \right) \right] - i \rho A_y = 0; \\ i \frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left(\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} \right) - \\ - \frac{k_0 n_0^3}{2} \left[r_{41} \left(\left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) - \frac{\partial \varphi}{\partial y} (\mu_3 A_x + \mu_4 A_y) \right) \right] + i \rho A_x = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $I = (n_0/2\eta_0)(|A_x|^2 + |A_y|^2)/I_d$ – относительная интенсивность светового пучка, φ – переопределенный электростатический потенциал, связанный с потенциалом поля пространственного заряда ϕ соотношением [8]:

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

Уравнение для переопределенного электростатического потенциала φ можно записать в виде [8–9]:

$$\nabla^2 \varphi + \nabla \ln(1 + I) \cdot \nabla \varphi = E_0 \frac{\partial}{\partial x} \ln(1 + I). \quad (5)$$

Применительно к одномерным световым пучкам данное уравнение решается аналитически.

Для двумерных световых пучков при определении потенциала φ необходимо решать эллиптическое дифференциальное уравнение в частных производных. Обычно его решают численно с использованием различных методов [10]. Коэффициенты μ_1 , μ_2 , μ_3 , содержащиеся в уравнениях (3), определены выражениями (2):

$$\mu_4 = 3 \cos \theta \sin^2 \theta. \quad (6)$$

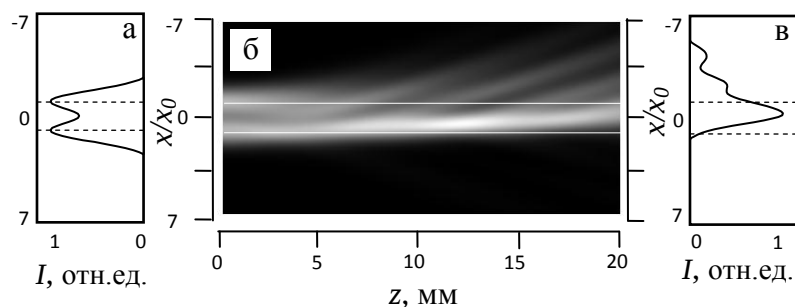
При распространении в кристалле одномерных световых пучков функция μ_1 ответственна за самофокусировку пучка, поляризованного вдоль оси OX ; функция μ_3 ответственна за самофокусировку пучка, поляризованного вдоль оси OY и достигает максимального значения при $\theta \approx 90^\circ$; посредством величины μ_2 осуществляется кросс-нелинейная связь между пучками, поляризованными вдоль осей OX и OY [5]. Для двумерных пучков за связь между пучками x - и y -поляризации ответственны две функции – μ_2 и μ_4 [7].

Численное моделирование

Так как поиск аналитического решения систем уравнений (1; 3) затруднителен, то дальнейшие теоретические исследования проводились методом численного моделирования с использованием схемы Дугласа [13]. При моделировании использовались следующие параметры одномерных световых пучков: длина волны $\lambda = 0.6328$ мкм, полуширина $x_0 = 15$ мкм, расстояние между центрами световых пучков принималось равным 30 мкм. Параметры кристалла BSO выбирались в соответствии с [14]: $n_0 = 2.54$, $\rho = 22$ °/мм, $r_{41} = 5 \times 10^{-12}$ м/В, длина кристалла $d = 20$ мм. Ориентационный угол $\theta = 35.3^\circ$ ($\vec{E}_0 \parallel [1\bar{1}\bar{1}]$). Как показано в работах [5; 14], явления самофокусировки и отклонения световых пучков при такой ориентации вектора напряженности внешнего электрического поля проявляются наиболее существенно.

С помощью теоретического моделирования установлено, что под воздействием внешнего постоянного электрического поля $E_0 = 20$ кВ/см одномерный гауссов световой пучок в кристалле BSO толщиной 20 мм распространяется в солитоноподобном режиме, испытывая небольшие пульсации интенсивности. При данном значении внешнего электрического поля ($E_0 = 20$ кВ/см) проведено дальнейшее исследование взаимодействия двух одномерных световых пучков с гауссовым и супергауссовым распределениями интенсивностей, один из которых линейно поляризован в плоскости входной грани кристалла параллельно вектору напряженности внешнего электрического поля $\vec{E}_0$, а другой – линейно поляризован ортогонально ему. В этом случае первый световой пучок находится в условиях, когда воздействие внешнего электрического поля на самофокусировку светового пучка максимально, а второй в условиях минимального воздействия [14].

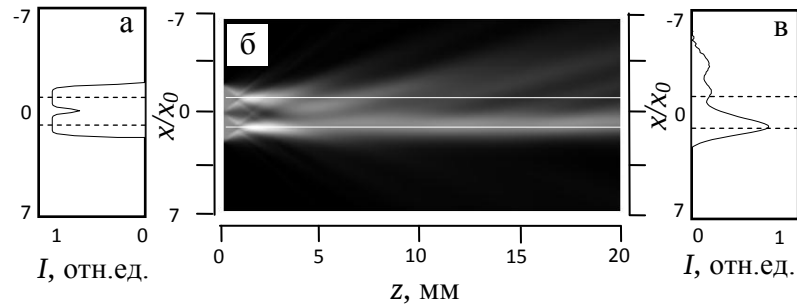
На рисунке 2 показано взаимодействие (1+1)D гауссовых световых пучков с взаимно ортогональными линейными поляризациями. Нижний световой пучок распространяется в солитоноподобном режиме. Верхний световой пучок, линейно поляризованный ортогонально нижнему, выполняет роль управляющего пучка. Из-за невыгодных условий самофокусировки он рассеивается, но при этом приводит к отклонению нижнего пучка приблизительно на 15 мкм.



а – одномерные гауссовы пучки на входе в кристалл;
 б – распределение светового поля по толщине кристалла;
 в – положение квазисолитонного пучка на выходе из кристалла

Рисунок 2. – Взаимодействие одномерных гауссовых световых пучков в кристалле BSO, помещенном во внешнее постоянное электрическое поле $E_0 = 20$ кВ/см: верхний пучок линейно поляризован ортогонально оси OX, нижний – параллельно оси OX

Взаимодействие супергауссовых световых пучков с взаимно ортогональными линейными поляризациями представлено на рисунке 3. Из-за особой формы профиля супергауссова светового пучка даже при минимальном влиянии внешнего электрического поля нижний световой пучок при прохождении первых 2 мм испытывает самофокусировку за счет сильного изменения прямоугольного профиля пучка. В отличие от нижнего светового пучка с гауссовым профилем на рисунке 2 нижний пучок на рисунке 3 при дальнейшем распространении в кристалле практически не отклоняется.



а – одномерные супергауссовы пучки на входе в кристалл;
 б – распределение светового поля по толщине кристалла;
 в – положение квазисолитонного пучка на выходе из кристалла

Рисунок 3 – Взаимодействие одномерных супергауссовых световых пучков в кристалле BSO, помещенном во внешнее постоянное электрическое поле $E_0 = 20$ кВ/см: верхний пучок линейно поляризован ортогонально оси Ox , нижний – параллельно оси Ox

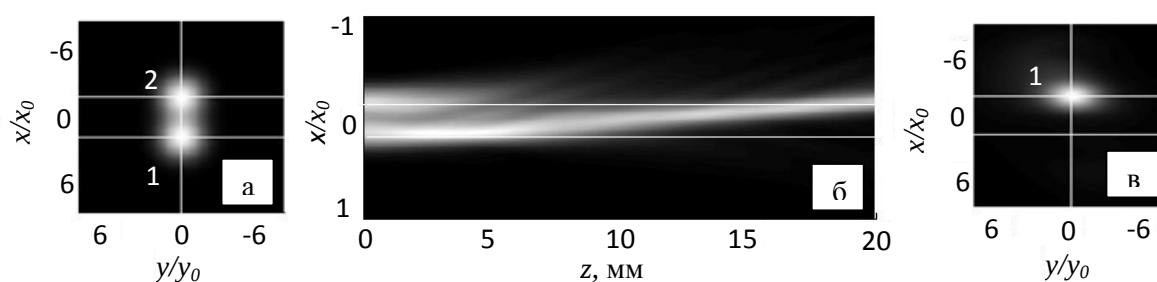
Из сравнения рисунков 2 и 3 можно сделать вывод о том, что для наблюдения самоотклонения при взаимодействии световых пучков при данных условиях использование супергауссовых пучков невыгодно.

Однако этот недостаток устраняется, если в качестве управляющего используется гауссов пучок, а в качестве ведомого – супергауссов.

Наличием оптической активности в кристалле BSO обусловлен отток световой энергии из нижнего пучка, однако на величину смещения нижнего светового пучка оптическая активность практически не влияет.

В [15] было показано, что двумерные световые пучки в фоторефрактивном кристалле BSO обладают большей расходимостью по сравнению с одномерными световыми пучками, поэтому для достижения квазисолитонного режима распространения двумерного гауссова светового пучка требуется большее значение напряженности внешнего электрического поля. Для рассматриваемого в данной статье случая это значение составляет $E_0 = 27$ кВ/см, в то время как для супергауссовых пучков квазисолитонный режим распространения достигается при $E_0 = 31$ кВ/см.

По аналогии с одномерным случаем исследование взаимодействия двумерных световых пучков с линейными ортогональными поляризациями будем проводить при $E_0 = 27$ кВ/см, т.е. при значении внешнего электрического поля, для которого наблюдается квазисолитонный режим распространения двумерного гауссова светового пучка в кристалле BSO толщиной 20 мм.

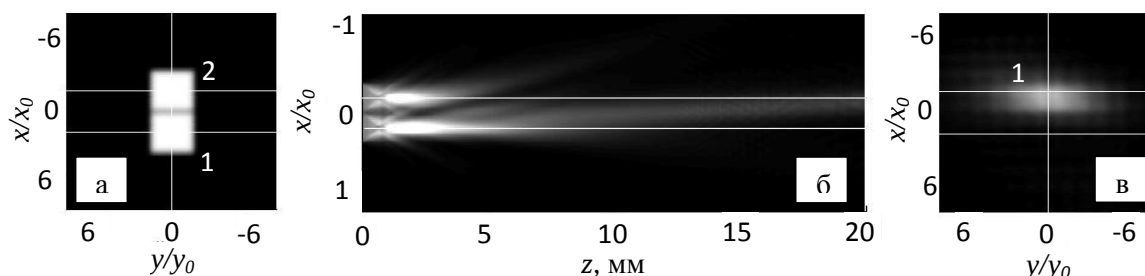


а – двумерные гауссовы пучки на входе в кристалл;
 б – распределение светового поля по толщине кристалла;
 в – положение квазисолитонного пучка 1 на выходе из кристалла

Рисунок 4. – Взаимодействие двумерных ортогонально поляризованных гауссовых световых пучков в кристалле BSO, помещенном во внешнее постоянное электрическое поле $E_0 = 20$ кВ/см: верхний пучок линейно поляризован ортогонально оси OX , нижний – параллельно оси OX

Для удобства обозначим нижний пучок, который распространяется в квазисолитонном режиме, цифрой 1; управляющий пучок, находящийся в невыгодных условиях, цифрой 2 (рисунок 4а). Из рисунка 4б видно, что пучок 1 отклоняется в сторону пучка 2 и занимает на выходе из кристалла положение, близкое к положению, которое имел на входе в кристалл пучок 2. Так как в кристалле BSO за счет оптической активности наблюдается отток энергии, то на выходе из кристалла для пучка 1 $I/I_d = 0.8$.

Проведем аналогичное исследование для двумерных супергауссовых световых пучков (рисунок 5). Распределение интенсивности светового поля на входе в кристалл представлено на рисунке 5а.



а – двумерные супергауссовы пучки на входе в кристалл;
 б – распределение светового поля по толщине кристалла;
 в – положение квазисолитонного пучка 1 на выходе из кристалла

Рисунок 5. – Взаимодействие двумерных ортогонально поляризованных супергауссовых световых пучков в кристалле BSO, помещенном во внешнее постоянное электрическое поле $E_0 = 20$ кВ/см: верхний пучок линейно поляризован ортогонально оси OX , нижний – параллельно оси OX

Из рисунка 5б видно, что аналогично случаю двумерных гауссовых световых пучков происходит отклонение пучка 1 в сторону управляющего пучка 2, но при заданных одинаковых параметрах супергауссов пучок отклоняется меньше, а рассеивается больше $I/I_d = 0.4$. Однако нужно иметь в виду, что моделирование проводилось при $E_0 = 27$ кВ/см, а квазисолитонный режим распространения одного супергауссова пучка наблюдается при $E_0 = 31$ кВ/см. Поэтому если увеличить значение внешнего

электрического поля, то возможно улучшение фокусировки пучков, а также увеличение сдвига квазисолитонного пучка 1 (рисунок 6).

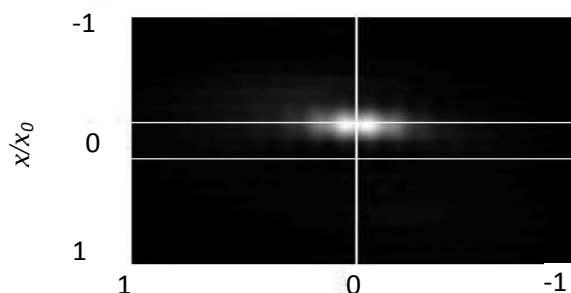


Рисунок 6. – Положение квазисолитонного пучка на выходе из кристалла при взаимодействии двумерных ортогонально поляризованных супергауссовых световых пучков в кристалле BSO и внешнем электрическом поле $E_0 = 31$ кВ/см

Сравнивая результаты взаимодействия двумерных ортогонально поляризованных гауссовых и супергауссовых световых пучков можно сделать вывод, что при заданных параметрах для осуществления управляемой адресной локализации можно использовать оба вида пучков, однако из-за того, что форма супергауссовых пучков значительно изменяется при распространении в кристалле, они больше пульсируют.

Выше было отмечено, что для одномерных световых пучков можно увеличить сдвиг квазисолитонного пучка, если в качестве управляющего используется гауссов, а в качестве ведомого супергауссов световой пучок. Для двумерных световых пучков такое увеличение сдвига квазисолитонного пучка также возможно, но при длине кристалла 20 мм пульсации интенсивности супергауссова светового пучка наблюдаются в большей степени, чем гауссова, поэтому использование таких пучков является преимущественным только при малых значениях толщины кристалла.

Заключение

Установлено, что кубический гиротропный фоторефрактивный кристалл BSO может быть использован для осуществления адресной управляемой локализации как одномерных, так и двумерных световых пучков. Такая локализация может быть использована при проектировании оптических логических устройств и оптических переключателей. Выявлено, что наблюдающийся при таком взаимодействии «breathing effect» не оказывает значительного влияния на величину отклонения световых пучков и проявляется сильнее для случая взаимодействия как одномерных, так и двумерных гауссовых световых пучков, чем при взаимодействии аналогичных супергауссовых световых пучков. Показано, что при заданных параметрах для осуществления управления световыми пучками предпочтительней использовать световые пучки с гауссовым распределением интенсивности. Полученные теоретические результаты могут быть использованы при проведении экспериментов по наблюдению управляемого отклонения световых пучков.

Выражаем благодарность В.В. Шепелевичу за полезные советы в подготовке статьи.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vector photorefractive spatial solitons / M. Segev [et al.] // Opt. Lett. – 1995. – Vol. 20. – P. 1764–1766.

2. Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах / В. В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 4. – С. 351–355.
3. Нелинейное взаимодействие и отражение некогерентных световых пучков / Д. В. Горбач [и др.] // Изв. РАН. Сер. физ. – 2010. – Т. 74, № 12. – С. 1706–1710.
4. Взаимодействие двумерных ортогонально поляризованных супергауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле / В. В. Давыдовская [и др.] // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 10. – С. 899–906.
5. Влияние оптической активности на самофокусировку световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах / В. В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 5. – С. 446–450.
6. Барковский, Л. М. Ковариантная форма диэлектрического тензора в кристаллах высшей и средней сингоний при векторном взаимодействии / Л. М. Барковский, Ф. И. Федоров // Кристаллография. – 1965. – Т. 10, № 2. – С. 174–180.
7. Влияние оптической активности на распространение двумерных пространственных солитонов в кубических фоторефрактивных кристаллах / В. В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 4. – С. 353–357.
8. Królikowski, W. Photorefractive Solitons / W. Królikowski, B. Luther-Davies, C. Denz // IEEE Journal of Quantum Electron. – 2003. – Vol. 39, № 1. – P. 3–12.
9. Królikowski, W. Photorefractive materials and solitons, Opto-electronics Review / W. Królikowski, B. Luther-Davies, Y. Kivshar // Opt. Electron. Rev. – 2001. – Vol. 9, № 3. – P. 287–292.
10. Mitchel, A. R. Computational Methods in Partial Differential Equations / A. R. Mitchel. – New York : Wiley, 1969. – 255 p.
11. Interaction of two-dimensional spatial incoherent solitons in photorefractive medium / W. Królikowski [et al.] // Appl. Phys. B. – 1999. – Vol. 68. – P. 975–982.
12. Dipole-mode vector solitons in anisotropic photorefractive media / K. Motzek [et al.] // Opt. Commun. – 2001. – Vol. 197. – P. 161–167.
13. Sun, L. Modified finite-difference beam-propagation method based on the Douglas scheme / L. San, G. L. Yip // Opt. Lett. – 1993. – Vol. 18, № 15. – P. 1229–1231.
14. Incoherent interaction of Gaussian beams in photorefractive optically active crystals / V. V. Shepelevich [et al.] // Appl. Phys. B: Lasers and Optics. – 2008. – Vol. 90, № 1. – P. 149–153.
15. Давыдовская, В. В. Распространение одномерных и двумерных световых пучков различных профилей в фоторефрактивном оптически активном кристалле / В. В. Давыдовская, Ж. В. Колядко, В. В. Шепелевич // Изв. Гомел. гос. ун-та им. Ф. Скорины. – 2011. – № 6. – С. 46–51.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 11.05.2018

Holub A.A., Davydouskaya V.V. Comparison of the Results of Interaction (1 + 1) D and (1 + 2) D Light Beams with Different Profiles and Orthogonal Polarizations in Photorefractive Optically Active Bi₁₂SiO₂₀ Crystal

Using numerical simulation, a theoretical comparison was made of the results of (1 + 1) D and (1 + 2) D Super-Gaussian and Gaussian light beams having linear polarizations orthogonal to each other and propagating in a cubic optically active photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystal. The possibility of observing the deviations of the interacting light beams is shown. The possibility of using the observed effects in the implementation of optical logic devices is considered.