

УДК 535.42

## ОДНОМЕРНЫЕ СОЛИТОНОПОДОБНЫЕ ТЁМНЫЕ НЕЧЕТНЫЕ ПУЧКИ В КУБИЧЕСКОМ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОМ ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Ж.В. Колядко<sup>1</sup>, В.В. Шепелевич<sup>1</sup>, С.Ф. Ничипорко<sup>1</sup>, С.М. Шандаров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь

<sup>2</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

## ONE-DIMENSIONAL SOLITONLIKE DARK ODD BEAMS IN A CUBIC OPTICALLY ACTIVE PHOTOREFRACTIVE PIEZOCRYSTAL $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Zh.V. Kolyadko<sup>1</sup>, V.V. Shepelevich<sup>1</sup>, S.F. Nichiporko<sup>1</sup>, S.M. Shandarov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University, Mozyr, Belarus

<sup>2</sup>Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia

Экспериментально и теоретически изучено влияние внешнего электрического поля на распространение одномерного темного нечетного пучка в кубическом оптически активном фоторефрактивном пьезокристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  толщиной 10 мм. Установлено, что учет пьезоэлектрического эффекта при численном моделировании приводит к лучшему соответствию экспериментальных и теоретических результатов.

**Ключевые слова:** солитон, темный пучок, фоторефрактивный пьезокристалл.

The influence of an external electric field on the propagation of a one-dimensional odd dark beam in a cubic optically active photorefractive piezocrystal  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  with thickness of 10 mm is studied experimentally and theoretically. It is established that taking into account the piezoelectric effect at numerical modeling leads to better adequacy of the experimental and theoretical results.

**Keywords:** soliton, the dark beam, photorefractive piezocrystal.

### Введение

Фоторефрактивные кристаллы могут поддерживать распространение как светлых, так и темных пространственных солитонов, так как в одном и том же кристалле за счет изменения поляризации приложенного к нему внешнего электрического поля может проявляться как фокусирующая, так и дефокусирующая нелинейность. Благодаря перспективе использования солитонов в оптических устройствах, выполненных на основе фоторефрактивных кристаллов [1], изучение особенностей распространения световых пучков в таких средах является актуальной проблемой.

К настоящему времени результаты изучения темных пространственных солитонов в различных нелинейных средах показывают возможность их использования для оптического управления светлыми световыми пучками, при котором могут осуществляться операции адресной локализации световых пучков и переключения оптических каналов (см., например, [2], [3]). Известно (см., например, [1]), что с помощью множественных темных пучков возможно создание специальных разветвленных канальных структур, управляющих перемещением в пространстве светлых квазисолитонных пучков, и расщеплением их на несколько светлых световых каналов.

Исследование квазисолитонного распространения (1+1)D (одномерных [4]) пространственных темных пучков [5], [6] (оптический пучок, содержащий темную область, образованную в результате появления неоднородности светового поля) позволяет находить способы создания волноводных структур, которые могут каналировать более мощные светлые пучки либо изменять их конфигурацию путем разделения на несколько пучков [7], [8].

Кубический пьезокристалл  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) типа силленита обладает высокой светочувствительностью и является перспективной нелинейной средой для создания различных устройств оптоэлектроники на его базе (см., например, [9], [10]). Этот кристалл проявляет одновременно пьезоэлектрические свойства и естественную гиротропию (оптическую активность), под влиянием которой плоскость поляризации света, проходящего через кристалл, поворачивается на определенный угол, величина которого пропорциональна толщине кристаллической пластины [11]. Явление вращения плоскости поляризации света ухудшает, как правило, условия квазисолитонного распространения световых пучков, однако при необходимости оно может быть компенсировано магнитным полем [12].

При формировании темного пространственного солитона можно использовать два типа начальных условий [7], [8].

Первое условие называется «чётным» условием или «амплитудным скачком». Оно связано с симметричным падением амплитуды светового пучка вблизи его центра (амплитудная неоднородность) без изменения фазы пучка. Пучки такого типа называются четными темными пучками [5], [13]. Они образуют на выходе из нелинейной среды на однородном фоновом пучке четное число темных пространственных квазисолитонов. Особенности распространения четного темного пучка в фоторефрактивном кристалле BSO рассмотрены в работе [14], где показано, что в рассматриваемом кристалле возможно формирование волновода в виде Y-соединения [4].

Второе условие называется «нечётным» условием или «фазовым скачком» [7], [8]. Оно связано с задержкой фазы, введенной в половину пучка, на  $\pi$  (фазовая неоднородность). Пучки такого типа называются нечетными темными пучками [5], [13], которые на выходе из нелинейной среды образуют нечетное число темных пространственных квазисолитонов.

Темный солитон (одна темная полоса на однородном световом фоне) также называют темным солитоном первого порядка или фундаментальным темным солитоном [4], [15]. Несмотря на то, что обычно под термином «солитон» понимают световой пучок, который в процессе распространения в нелинейной среде не изменяет своей формы [4], в большинстве зарубежных работ при описании распространения нечетного темного солитона («odd dark soliton») [7] и изучении его перехода к более высокому порядку («high order dark spatial solitons») [8] используют термин «множественные темные солитоны» («multiple dark solitons») [16] или «темные солитоны высокого порядка». Чтобы не идти вразрез с установившимися традициями [7], [8], [16], ниже будут использованы как термины «квазисолитонные темные пучки», «темные солитоны», так и «множественные темные солитоны».

Рассмотрим закономерности формирования и распространения нечетных темных пространственных солитонов в пьезокристалле BSO. Известно [17]–[19], что электрические поля в таких кристаллах, индуцируемые светом, через обратный пьезоэлектрический эффект приводят к появлению упругих деформаций, которые в свою очередь через фотоупругий эффект дополнительно изменяют диэлектрическую проницаемость кристалла. Условно для обозначения совокупности описанных эффектов в дальнейшем будем использовать термин «пьезоэлектрический эффект». Впервые необходимость его учета в кубических фоторефрактивных кристаллах была продемонстрирована в работах [18], [19], где представлены результаты влияния пьезоэлектрических свойств

кристалла на изменение показателя преломления, а также на запись и считывание голограмм. В этих и последующих работах (см., например, [20]), экспериментально и теоретически доказана значительная роль пьезоэлектрического эффекта в кристалле при изучении дифракции света на голографических решетках.

При исследовании солитоноподобного распространения световых пучков в кубических оптически активных кристаллах пьезоэлектрическим эффектом обычно пренебрегают (см., например, [7], [8], [14], [21]). Насколько нам известно, только в небольшом количестве работ, например [22] и [23], можно встретить результаты изучения влияния пьезоэлектрического эффекта на выходные характеристики световых пучков, распространяющихся в кубических фоторефрактивных кристаллах. Так в работе [22] теоретически показано, что учет пьезоэлектрического эффекта приводит к уменьшению величины внешнего электрического поля, необходимого для реализации квазисолитонного режима распространения пучка. В работе [23] при численном моделировании распространения светового пучка в фоторефрактивном кубическом кристалле симметрии 23, помещенном в переменное электрическое поле с одновременным учетом электрооптических, пьезоэлектрических и гиротропных свойств кристалла показано, что учет всех указанных свойств одновременно может привести к существенному изменению результатов.

Таким образом, существует проблема одновременного учета электрооптических, пьезоэлектрических и гиротропных свойств кубических кристаллов при изучении солитоноподобного распространения световых пучков в этих средах.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования и компьютерного моделирования распространения (1+1)D темных нечетных пучков в кубическом фоторефрактивном пьезокристалле, проявляющем одновременно пьезоэлектрические и гиротропные свойства. Изучено влияние величины внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу, на распространение темных нечетных пучков.

### 1 Теоретическая модель

Пусть темный пучок, сформированный с помощью фазовой неоднородности на однородном световом фоне, падает на кубический оптически активный фоторефрактивный пьезокристалл BSO среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$  толщиной 10 мм, к которому приложено постоянное внешнее электрическое поле  $\vec{E}_0$  (рисунок 1.1). Рассмотрим случай, когда вектор  $\vec{E}_0$  параллелен кристаллографическому направлению  $[1\bar{1}\bar{1}]$  ( $\theta \approx 35.3^\circ$ , где  $\theta$  – ориентационный угол, отсчитываемый по часовой стрелке от направления  $[1\bar{1}0]$  к вектору

внешнего электрического поля). Ось  $z$  указывает направление распространения темного пучка. Ось  $x$  совпадает с направлением внешнего электрического поля  $\vec{E}_0$ , приложенного к кристаллу.

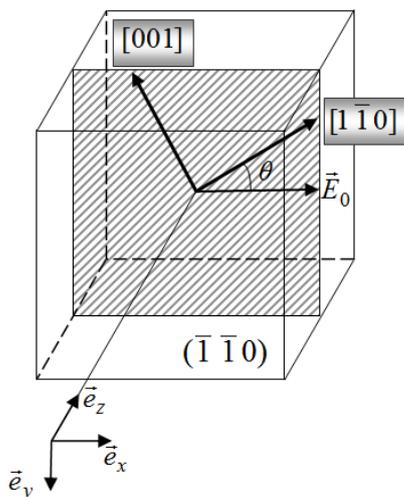


Рисунок 1.1 – Рабочая координатная система  $xuz$  и кристаллографические направления

Известно, что изменение тензора диэлектрической проницаемости можно выразить следующим образом [20]

$$\hat{\Delta \epsilon} = -\epsilon^2 \hat{\Delta b}, \quad (1.1)$$

где  $\epsilon$  – невозмущенная диэлектрическая проницаемость кристалла,  $\hat{\Delta b}$  – изменение тензора диэлектрической непроницаемости. Изменение тензора диэлектрической непроницаемости состоит из суммы вкладов, обусловленных линейным электрооптическим эффектом и совместным действием обратного пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов [17]–[19]. Компоненты  $\hat{\Delta b}$  в случае одномерного распределения интенсивности света  $I(x)$  и приложенного к фоторефрактивному пьезокристаллу внешнего электрического поля  $E_0$  можно выразить через распределение поля пространственного заряда  $E_{sc}(x)$  в виде [23]

$$\Delta b_{mn} = r_{mnp}^U E_0 + p_{mnkl}^E \gamma_{ki} e_{pij} n_j n_l E_0, \quad (1.2)$$

где  $r_{mnp}^U$  и  $p_{mnkl}^E$  – электрооптический и фотоупругий тензоры третьего и четвертого рангов, измененные при постоянных значениях упругих деформаций и напряженности электрического поля соответственно;  $\gamma_{ki}$  – компоненты тензора, обратного тензору  $\Gamma_{ik} = C_{ijkl}^E n_j n_l$ ;  $C_{ijkl}^E$  и  $e_{pij}$  – компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант;  $n_i$ ,  $n_j$  – направляющие косинусы оси  $x$  используемой системы координат (рисунок 1.1), выраженные в кристаллофизической системе координат.

С помощью уравнений Максвелла, уравнений связи для оптически активной среды и выражений (1.1), (1.2) в паракиральном приближении

можно получить следующие уравнения для составляющих медленно меняющейся вдоль координаты  $z$  векторной огибающей светового пучка  $\vec{A}(x, z)$ , описывающие распространение одномерного темного нечетного пучка в кристалле ([22], [23])

$$\begin{cases} i \frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} r_{41}^T E_0 (\mu_1 A_x + \mu_2 A_y) + \\ + \frac{k_0 n_0^3}{2} E_0 \frac{(I_\infty + I_d)}{I_d + I(x, z)} (\eta_1 A_x + \eta_2 A_y) - i \rho A_y = 0, \\ i \frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} r_{41}^T E_0 (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) + \\ + \frac{k_0 n_0^3}{2} E_0 \frac{(I_\infty + I_d)}{I_d + I(x, z)} (\eta_2 A_x + \eta_3 A_y) + i \rho A_x = 0, \end{cases} \quad (1.3)$$

где  $k_0$  – длина волнового вектора световой волны в вакууме,  $n_0$  – невозмущенный показатель преломления кристалла,  $I_d$  – темновая интенсивность,  $I(x, z)$  – интенсивность светового пучка,  $I_\infty$  – значение интенсивности светового пучка при  $x \rightarrow \pm \infty$ ,  $\rho$  – удельное вращение плоскости поляризации в кристалле,  $\vec{e}_z$  – единичный вектор, направленный вдоль оси  $z$ ,  $r_{41}^S$  и  $r_{41}^T$  – электрооптические коэффициенты механически зажатого и свободного кристалла соответственно

$$(r_{41}^T = r_{41}^S + \frac{P_{44}^E e_{14}}{C_{44}^E}) \quad [24].$$

Входящие в систему уравнений (1.3) коэффициенты  $\mu_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) для рассматриваемой ориентации кристалла определяются выражениями [25]

$$\begin{aligned} \mu_1 &= 3 \sin \theta \cos^2 \theta, \\ \mu_2 &= \cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta), \\ \mu_3 &= \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Аналитические выражения для коэффициентов  $\eta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), также входящих в систему уравнений (1.3), выраженные через компоненты изменения тензора диэлектрической непроницаемости [19], [20], [23], представлены в работе [22]. В рассматриваемой нами геометрии взаимодействия нетрудно выразить эти коэффициенты в виде функциональной зависимости от электрооптического коэффициента для зажатого кристалла  $r_{41}^S$ , пьезоэлектрического коэффициента  $e_{14}$ , коэффициентов упругости  $C_{11}$ ,  $C_{12}$ ,  $C_{44}^E$ , фотоупругих постоянных  $p_{11}$ ,  $p_{12}$ ,  $p_{13}$ ,  $p_{44}^E$ , а также от ориентационного угла  $\theta$

$$\begin{aligned} \eta_1 &= -\frac{e_{14}}{C} \{ 0.5 \cos^4 \theta \sin \theta \times \\ &\times [(2p_{11} + p_{12} + p_{13} + 4p_{44}^E)A + (p_{13} + p_{12})B] + \\ &+ \sin^3 \theta \cos^2 \theta [(p_{12} + p_{13} - 4p_{44}^E)A + p_{12}B] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + 2p_{44}^E B \cos^3 \theta \sin \theta \} + r_{41}^S \mu_1, \\
 \eta_2 &= \frac{e_{14}}{C} \{ 0.5 \cos^3 \theta \sin^2 \theta \times \\
 & \times [(2p_{11} + 4p_{44}^E)A + (p_{13} - p_{12})B] - \\
 & - p_{44}^E \cos \theta \cos 2\theta [2A \sin^2 \theta + B \cos^2 \theta] \} + r_{41}^S \mu_2, \\
 \eta_3 &= -\frac{e_{14}}{C} \{ 0.5 \cos^2 \theta \sin^3 \theta \times \\
 & \times [(2p_{11} + p_{12} + p_{13} + 4p_{44}^E)A + (p_{13} + p_{12})B] + \\
 & + \sin \theta \cos^2 \theta [(p_{12} + p_{13}) \cos^2 \theta - 4p_{44}^E \sin^2 \theta]A + \\
 & + (p_{12} - 2p_{44}^E)B \cos^2 \theta \} + r_{41}^S \mu_3,
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

где

$$\begin{aligned}
 A &= (C_{12} - C_{44}^E) \cos^2 \theta - 2C_{11} \sin^2 \theta, \\
 B &= 4(C_{12} + C_{44}^E) \sin^2 \theta - (C_{11} + C_{12}) \cos^2 \theta - 2C_{44}^E, \\
 C &= (C_{11} \sin^2 \theta + C_{44}^E \cos^2 \theta) \times \\
 & \times [(C_{11} + C_{12}) \cos^2 \theta + 2C_{44}^E] - \\
 & - 2(C_{12} + C_{44}^E)^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta.
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

Следует отметить, что выражения (1.4) для величин  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  не зависят от параметров кубического фоторефрактивного кристалла в отличие от выражений (1.5) для величин  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$  [22] и, как известно (см. например [22], [23]), ориентационные зависимости  $\eta_i(\theta)$  и  $\mu_i(\theta)$  имеют качественно подобный характер.

При численном моделировании использованы следующие параметры кристалла BSO на длине волны  $\lambda = 0.6328$  мкм:  $n_0 = 2.54$ ,  $\rho = 22$  град/мм [11],  $r_{41}^S = -5 \cdot 10^{-12}$  м/В, пьезоэлектрический коэффициент  $e_{14} = 1.12$  Кл/м<sup>2</sup>, коэффициенты упругости  $C_{11} = 12.96 \times 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $C_{12} = 2.99 \times 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $C_{44}^E = 2.45 \times 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>, фотоупругие постоянные  $p_{11} = -0.16, p_{12} = -0.13, p_{13} = -0.12, p_{44}^E = -0.015$  [18].

## 2 Сравнение экспериментальных и теоретических результатов

При проведении эксперимента использовалась установка, схематично изображенная на рисунке 2.1, где 1 – гелий-неоновый лазер ЛГН – 222 с длиной волны  $\lambda = 633$  нм, 2 – коллиматор, 3 – фазовый транспарант, представляющий собой тонкую стеклянную пластинку, формирующую фазовый скачок на  $\pi$  в центре пучка, 4 – кристалл BSO, 5 – собирающая линза, 6 – ослабитель, 7 – CCD-камера, 8 – компьютер.

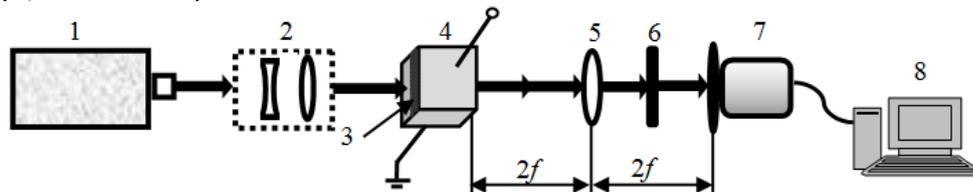


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки

Экспериментальные результаты показаны на рисунке 2.2 (1-й и 2-ой ряд). Поперечные профили интенсивности (рисунок 2.2, 2-ой ряд) были получены путем усреднения множества горизонтальных профилей распределений световой интенсивности в 1-ом ряду. По оси  $x$  отложены относительные нормированные координаты, определяемые по формуле  $x_{\text{отн.ед.}} = x / d_{\text{норм.}}$ , где  $d_{\text{норм.}} = 48$  мкм.

Можно видеть, что в отсутствие электрического поля ширина темного пучка после прохождения кристалла увеличивается (рисунок 2.2, 1-й и 2-ой ряд, столбец 2). При значении внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу,  $E_0 = 2.5$  кВ/см (рисунок 2.2, 1-й и 2-ой ряд, столбец 3) ширина темного пучка мало отличается от ширины темного пучка на входе в кристалл, то есть формируется солитоноподобный темный пучок, соответствующий фундаментальному темному солитону или темному солитону первого порядка. При  $E_0 = 7.5$  кВ/см (рисунок 2.2, 1-й и 2-ой ряд, столбец 4) можно наблюдать появление двух дополнительных темных полос вокруг центральной темной полосы, другими словами, формируются множественные темные солитоны, соответствующие темному солитону более высокого, в данном случае третьего, порядка.

С целью теоретической интерпретации экспериментальных результатов было проведено численное моделирование распространения темного нечетного пучка на основании системы уравнений (1.3) с учетом выражений (1.4)–(1.6), результаты которого показаны на рисунке 2.2 в сравнении с экспериментально полученными распределениями интенсивности. Для численных расчетов в качестве формы входного темного нечетного пучка использовался tanh-подобный профиль  $A(x) = \tanh(x/x_0)$  [4] (рисунок 2.2, 3-й ряд, столбец 1), где  $x_0$  – ширина темного пучка на половине максимальной относительной интенсивности [7]. Величина  $x_0$  была выбрана таким образом, чтобы распределение относительной интенсивности на выходе из кристалла при  $E_0 = 7.5$  кВ/см качественно соответствовало экспериментальным результатам при таком же значении электрического поля, приложенного к кристаллу. Абсциссы трех минимумов интенсивности экспериментальных кривых показаны на всех графиках четвертого столбца вертикально расположенными пунктирными линиями.

Как показывают численные расчеты, использование описанной упрощенной модели формы входного темного нечетного пучка приводит к удовлетворительной корреляции теоретических результатов с экспериментальными.

Как видно из результатов численного моделирования, в отсутствие внешнего электрического поля ширина темного пучка увеличивается (рисунок 2.2, 3-й ряд, столбец 2). Так как на входе в кристалл и на выходе из кристалла в отсутствие внешнего электрического поля зависимости относительной интенсивности темного пучка от относительной координаты  $x$ , полученные без учета и с учетом пьезоэлектрического эффекта, совпадают, два графика в строке 4 (столбцы 1 и 2) на рисунке 2.2 не показаны.

Для сравнения результатов моделирования дифракции темного пучка без учета пьезоэлектрического эффекта и с его учетом снова рассмотрим рисунок 2.2. При значении внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу,  $E_0 = 2.5$  кВ/см, графики зависимости относительной интенсивности огибающей темного пучка от относительной координаты  $x$  качественно похожи. При  $E_0 = 7.5$  кВ/см (3-й и 4-й ряд, столбец 4) с помощью численного моделирования можно наблюдать формирование множественных темных пространственных солитонов третьего порядка.

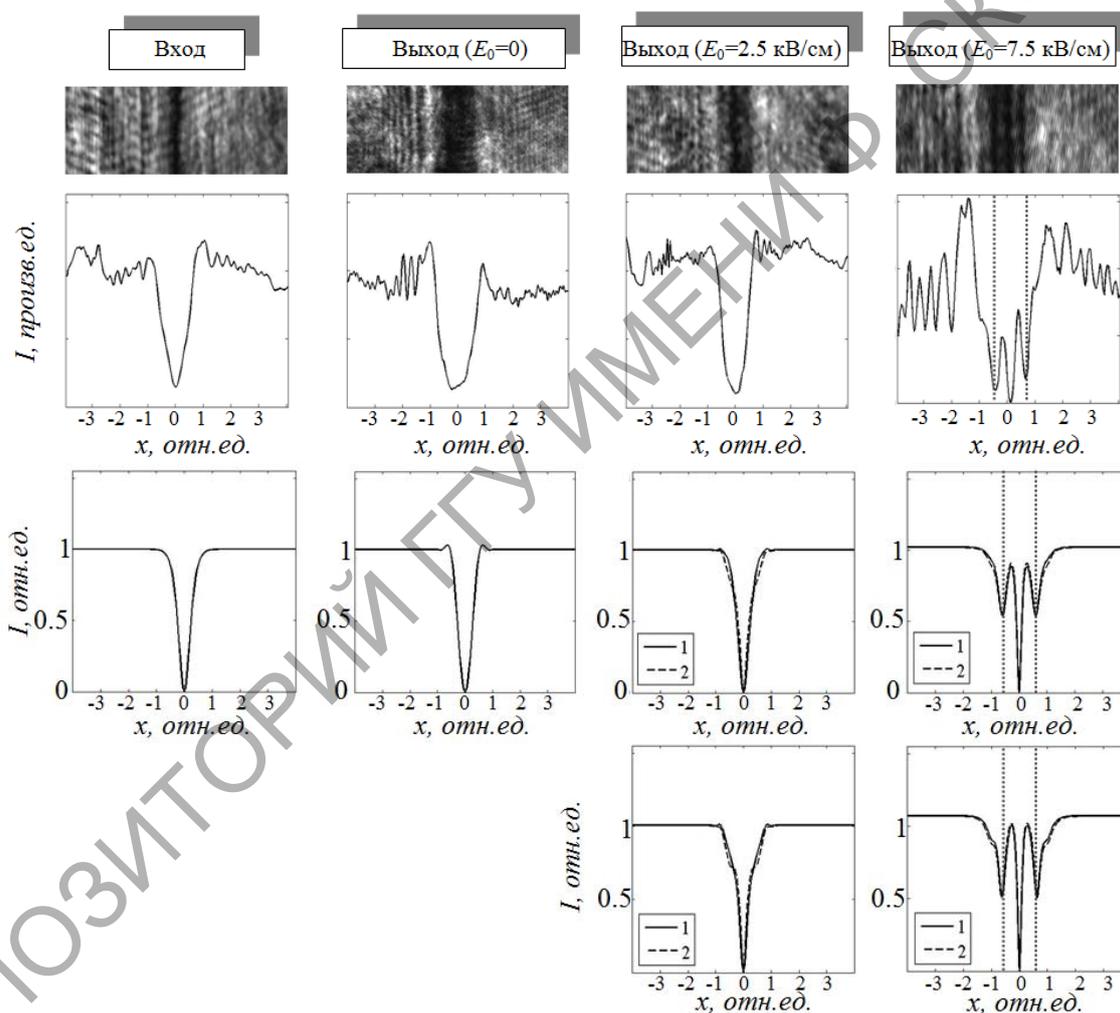


Рисунок 2.2 – Экспериментальные результаты: 1-й ряд – картины распределения интенсивности светового поля темного пучка на входе в кристалл (столбец 1) и на выходе из кристалла (столбцы 2–4, соответствующие различным значениям напряженности  $E_0$  внешнего электрического поля); 2-ой ряд – поперечные усредненные профили интенсивности пучка на входе в кристалл (столбец 1) и на выходе из кристалла (столбцы 2–4). Результаты численного моделирования: 3-й и 4-ый ряд – поперечные профили относительной интенсивности светового поля темного пучка на входе в кристалл (столбец 1) и на выходе из кристалла (столбцы 2–4, соответствующие различным значениям напряженности  $E_0$  внешнего электрического поля), рассчитанные без учета пьезоэлектрического эффекта (3-й ряд) и с его учетом (4-ый ряд). В 3-м и 4-ом рядах (столбцы 3 и 4) кривая 1 –  $\rho = 22$  град/мм, кривая 2 –  $\rho = 0$

При этом профили относительной интенсивности темного пучка, полученные с учетом пьезоэлектрического эффекта, ближе к профилям, полученным экспериментально. Действительно, при моделировании с учетом пьезоэлектрического эффекта (рисунок 2.2, 4-й ряд, столбец 4) можно видеть «рождение» темных полос пятого порядка, которые также наблюдаются экспериментально (рисунок 2.2, 2-ой ряд, столбец 4).

Отметим, что в результате проведения численных расчетов установлено, что без учета пьезоэлектрического эффекта можно также получить результаты распределения относительной интенсивности, близкие к экспериментальным результатам, представленным на рисунке 2.2 (2-ой ряд, столбец 4). Однако при этом необходимо увеличение внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу, до значения  $E_0 = 10$  кВ/см. Таким образом, учет пьезоэлектрического эффекта при численных расчетах приводит к уменьшению величины внешнего электрического поля, необходимого для формирования картины рождения множественных темных солитонов, адекватной картине, наблюдаемой экспериментально.

Некоторое отличие теоретических результатов от экспериментальных может быть связано с отличием формы модели светового пучка от формы реального пучка, а также с возможным отличием использованных в расчетах материальных констант кристалла BSO от реальных для данного образца. Кроме того, при моделировании не учитывался асимметричный характер входящего в кристалл светового пучка, возникающий за счет того, что стеклянная пластинка закрывала только половину фронтальной плоскости кристалла.

Из вышесказанного можно заключить, что при численном моделировании учет вклада пьезоэлектрического эффекта в возмущение оптических свойств кристалла полем пространственного заряда [23] существенно влияет на распределение относительной интенсивности темного пучка на выходе из кристалла, причем результаты численного анализа с учетом этого эффекта лучше коррелируют с экспериментальными результатами, чем теоретические результаты, полученные без учета пьезоэлектрического эффекта.

Рассмотрим влияние оптической активности на распространение темного пучка в кубическом фоторефрактивном кристалле, к которому приложено внешнее электрическое поле. В системе уравнений (1.3) пятое слагаемое отвечает за вклад в распространение пучка естественной оптической активности кубического фоторефрактивного кристалла. Известно, что в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах плоскость поляризации распространяющегося в них пучка поворачивается. Так как фоторефрактивный нелинейный отклик зависит

от поляризации, то оптическая активность, периодически изменяя поляризацию светового пучка, при различных толщинах кристалла может приводить к улучшению или ухудшению условий формирования квазисолитонного режима распространения светового излучения [26] и тем самым оказывать влияние на форму светового пучка и распределение его относительной интенсивности по толщине кристалла [25].

При численном моделировании результаты влияния оптической активности на распределение относительной интенсивности темного пучка на выходе из фоторефрактивного кристалла представлены кривыми 1 ( $\rho = 22$  град/мм) и 2 ( $\rho = 0$ ) на рисунке 2.2 (3-й и 4-й ряды, 3-й и 4-й столбцы). Так при «включении» оптической активности темный пучок на выходе из кристалла при  $E_0 = 2.5$  кВ/см в нижней части сужается, а в верхней части расширяется (рисунок 3, 3-й и 4-й ряд, столбец 3). В случае  $E_0 = 7.5$  кВ/см влияние оптической активности становится менее заметным (рисунок 3, 3-й и 4-й ряд, столбец 4).

### Заключение

Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность создания канальных волноводных структур в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле BSO на основе темного нечетного пучка. Показано влияние внешнего электрического поля на распространение одномерного темного пучка, сформированного с помощью фазового транспаранта, в кубическом оптически активном фоторефрактивном пьезокристалле BSO толщиной 10 мм. Установлено, что учет пьезоэлектрического эффекта при численном моделировании приводит к лучшему соответствию экспериментальных и теоретических результатов исследования особенностей распространения темного нечетного пучка в кристалле BSO.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Waveguides induced by photorefractive screening solitons* / M. Shih [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – Vol. 14, № 11. – P. 3091–3101.
2. *Surface dark screening solitons* / W.Q. Chen [et al.] // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, № 19. – P. 3801–3803.
3. *Dynamics of dark solitons in a trapped superfluid fermi gas* / R.G. Scott [et al.] // J. Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 106, № 18. – P. 185301–185305.
4. *Кившарь, Ю.С.* Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов / Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал ; пер. с англ. под ред. Н.Н. Розанова. – М. : Физматлит, 2005. – 648 с.
5. *Dynamics of incoherent bright and dark self-trapped beams and their coherence properties in photorefractive crystals* / T.N. Coskun [et al.] // Opt. Lett. – 1998. – Vol. 23, № 6. – P. 418–420.

6. *Self-trapping of dark incoherent light beams* / Z. Chen [et al.] // Science. – 1998. – Vol. 280. – P. 889–892.
7. *(1+1)-Dimension dark spatial solitons in photorefractive Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> crystal* / M.D. Iturbe Castillo [et al.] // Opt. Commun. – 1995. – Vol. 118, № 5–6. – P. 515–519.
8. *High order dark spatial solitons in photorefractive Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> crystal* / M.M. Mendez Otero [et al.] // Opt. Commun. – 2001. – Vol. 193, № 2. – P. 277–282.
9. *Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах* / А.А. Колегов [и др.] // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41, № 9. – С. 847–852.
10. *Fast photogalvanic response of a Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> crystal* / R.V. Romashko [et al.] // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18, № 26. – P. 27142–27154.
11. *Петров, М.П.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб.: Наука, 1992. – 320 с.
12. *Шепелевич, В.В.* О голографических решетках в гиротропных средах / В.В. Шепелевич // Письма в ЖТФ. – 1981. – Т. 7, № 23. – С. 1380–1384.
13. *Dark incoherent soliton splitting in biased photorefractive-photovoltaic crystals* / K. Lu [et al.] // Opt. Commun. – 2009. – Vol. 282. – P. 3335–3338.
14. *Распространение одномерного темного пучка в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле* / Ж.В. Колядко [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39, № 22. – С. 40–45.
15. *Liu, S.* (2+1)-Dimensional fundamental spatial dark soliton / S. Liu, W. Wang, J. Xu // Appl. Phys. Lett. – 1995. – Vol. 66, № 6. – P. 665–666.
16. *Sequential formation of multiple dark photorefractive spatial solitons: experiments and theory* / Z. Chen [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – Vol. 14, № 6. – P. 1407–1417.
17. *Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах* / А.А. Изванов [и др.] // Автометрия. – 1986. – № 2. – С. 79–84.
18. *Степанов, С.И.* Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах / С.И. Степанов, С.М. Шандаров, Н.Д. Хатьков // ФТТ. – 1987. – Т. 29, № 10. – С. 3054–3058.
19. *Шандаров, С.М.* Измерение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных пьезоэлектрических кристаллах под действием электрического поля голографической решетки / С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков // Оптика и спектроскопия. – 1991. – Т. 70, № 5. – С. 1068–1073.
20. *Shepelevich, V.V.* Light diffraction by holographic gratings in optically active photorefractive piezocrystals / V.V. Shepelevich, S.M. Shandarov, A.E. Mandel // Ferroelectrics. – 1990. – Vol. 110. – P. 235–249.
21. *Solitonlike propagation in photorefractive crystals with large optical activity and absorption* / E. Fazio [et al.] // Physical Review E. – 2002. – Vol. 66. – P. 016605-1–016605-11.
22. *Самовоздействие световых пучков в кристаллах силенитов среза (112)* / О.А. Кашин [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2006. – Т. 70, № 12. – С. 1748–1751.
23. *Влияние оптической активности на самоискривление светового пучка в кубических фоторефрактивных кристаллах во внешнем знакопеременном электрическом поле* / О.А. Кашин [и др.] // Известия Вузов. Физика. – 2004. – Т. 47, № 7. – С. 26–32.
24. *Photorefractive two-beam coupling characterization of a barium-calcium titanate crystal* / S. Bernhardt [et al.] // Appl. Phys. B. – 2000. – Vol. 70. – P. 789–795.
25. *Влияние оптической активности на самофокусировку световых пучков в фоторефрактивных кристаллах* / В.В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 5. – С. 446–450.
26. *Effect of natural optical activity on the propagation of photorefractive solitons* / W. Krolikowski [et al.] // Opt. Commun. – 1996. – Vol. 132. – P. 179–189.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования Республики Беларусь (грант на выполнение научно-исследовательской работы «Темные пространственные солитоны в фоторефрактивных кристаллах», грант Государственной комплексной программы научных исследований «Электроника и фотоника», задание «Фотоника 2.2.09»), а также БРФФИ, проект № Ф12Р-222 и РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел\_а).

Поступила в редакцию 08.11.13