

Влияние оптической активности на распространение двумерных пространственных солитонов в кубических фоторефрактивных кристаллах

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

Теоретически исследована самофокусировка двумерных гауссовых пучков в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ при произвольной ориентации внешнего электрического поля в плоскости среза. Найдены диапазоны ориентаций внешнего электрического поля, при которых имеет место уменьшение расходимости светового пучка по сравнению с дифракционной расходимостью. Построены зависимости, иллюстрирующие существование двумерных пространственных солитонов в кристалле $Vt_{12}SiO_{20}$ толщиной 15 мм как с учетом оптической активности, так и без ее учета. Определена форма светового пучка в процессе его распространения внутри кристалла.

Ключевые слова: двумерный пространственный солитон, самофокусировка, нелинейное взаимодействие, фоторефрактивный кристалл, оптическая активность.

1. Введение

Пространственные солитоны в фоторефрактивных кристаллах выгодно отличаются от солитонов других типов (например, керровских) исключительно низкими мощностями световых пучков, необходимыми для их образования [1]. Неослабевающий интерес к изучению пространственных солитонов связан с возможностью их использования для оптического переключения световых пучков в современных прецизионных оптических устройствах, а также с возможностью передачи энергии и информации по узким световым каналам без дифракционных потерь.

Результаты исследований распространения и взаимодействия двумерных световых пучков в фоторефрактивных кристаллах показали, что двумерные пучки более интересны для оптических применений, чем одномерные, поскольку их максимальное оптически разрешаемое количество на единице площади пропорционально N^2 , а не N , как в случае одномерных пучков (N – число пучков, разрешаемое на единице длины). Кроме того, двумерные пучки излучаются большинством лазеров и не требуют дополнительного преобразования.

Уравнения, описывающие распространение и взаимодействие двумерных световых пучков в фоторефрактивных кристаллах, имеют более сложный вид в сравнении с одномерным случаем, в частности распределение потенциала внутреннего электрического поля не выражается в виде простой аналитической формулы [2, 3]. Кроме того, под влиянием частично экранированного световым пучком внешнего электрического поля в кристалле появля-

ется оптическая анизотропия, которая разрушает аксиальную симметрию светового пучка, имеющуюся на входе в кристалл. В связи с этим солитонное распространение пучков с аксиальной симметрией в фоторефрактивном кристалле становится проблематичным [4].

Обычно распространение и взаимодействие гауссовых пучков в квазисолитонном режиме исследовалось в одноосных кристаллах (например, в SBN [5, 6]). В кубических фоторефрактивных кристаллах распространение двумерных световых пучков изучалось в [7, 8], однако теоретическая интерпретация проводилась на основе упрощенной модели распределения потенциала поля пространственного заряда в кристалле.

В настоящей работе исследуется распространение двумерных световых пучков в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах в квазисолитонном режиме на базе формализма [2, 3, 6], основанного на уравнениях [9], с частичным использованием подхода [8, 10] к описанию распространения в анизотропной среде двух ортогональных компонент огибающей напряженности электрического поля светового пучка.

2. Теория

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 [9]:

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

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

$$E = -\nabla \varphi + E_0, \quad (3)$$

где $A = A(x, y, z)$ – комплексная векторная огибающая

В.В.Шепелевич, А.Е.Загорский. Мозырский государственный педагогический университет, Белоруссия, 247760 Мозырь, ул. Студенческая, 28; e-mail: vasshep@inbox.ru

R.Kowarschik, A.Kiessling, V.Matusevich. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Germany, D-07743 Jena, Fröbelstieg, 1; e-mail: richard.kowarschik@uni-jena.de; oik@uni-jena.de; vladislav.matusevich@uni-jena.de

Поступила в редакцию 9 августа 2006 г., после доработки – 14 октября 2006 г.

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; ρ – удельное вращение плоскости поляризации кристалла; $I = A \cdot A^*/I_d$ – относительная интенсивность светового пучка; I_d – темновая интенсивность кристалла, включающая фоновую засветку; E_0 – напряженность внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу в направлении оси x (рис.1); E_0 – проекция вектора E_0 на ось x ; E – напряженность внутреннего электрического поля в кристалле в присутствии светового пучка; φ – переопределенный электрический потенциал, связанный с потенциалом поля пространственного заряда ϕ соотношением [6]

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

e_x, e_y, e_z – правая тройка единичных векторов рабочей декартовой системы координат xuz (ось z совпадает с направлением распространения светового пучка).

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:

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

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

где r_{41} – электрооптический коэффициент; функции μ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) определяются соотношениями

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

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

θ – ориентационный угол (рис.1).

Система уравнений (5) может быть также использована для описания распространения световых пучков в кристаллах класса $\bar{4}3m$, если положить $\rho = 0$.

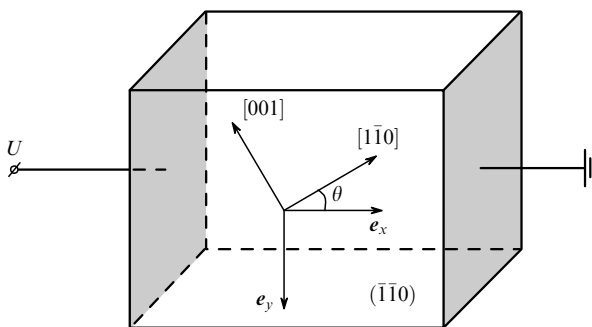


Рис.1. Расположение используемой системы координат по отношению к кристаллографическим направлениям (U – напряжение, приложенное к кристаллу).

3. Численное моделирование результатов нелинейного взаимодействия светового пучка с кристаллом

Пусть на кристалл $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) ($n_0 = 2.54, r_{41} = -5 \times 10^{-12}$ м/В, $\rho = 22$ град/мм) толщиной $d = 15$ мм падает гауссов световой пучок с длиной волны $\lambda = 0.6328$ мкм, причем так, что перетяжка пучка с радиусом $r_0 = 16.53$ мкм находится на входной плоскости $(\bar{1}\bar{1}0)$ кристалла. Относительная интенсивность I в перетяжке описывается выражением $I = (I_0/I_d) \exp[-(x^2 + y^2)/r_0^2]$, а ее максимальное значение равно единице ($I_0 = I_d$).

Предположим сначала, что пучок имеет x -поляризацию, т. е. вектор напряженности электрического поля световой волны направлен вдоль вектора внешнего электрического поля E_0 (рис.1). Ориентационная зависимость максимальной относительной интенсивности $I_{\max}(\theta)$ x -поляризованного светового пучка на выходе из кристалла (кривая 1) представлена на рис.2. Анализ этой кривой показывает, что в интервалах $0 < \theta < 187^\circ$ и $347^\circ < \theta < 360^\circ$ нелинейное взаимодействие света с кристаллом, вызванное внешним электрическим полем, уменьшает расходимость светового пучка в сравнении со случаем дифракционной расходимости, когда $E_0 = 0$ (см. прямую 2), т. е. происходит частичная самофокусировка пучка, тогда как в интервале $187^\circ < \theta < 347^\circ$ под влиянием внешнего электрического поля пучок расходится еще больше, чем в отсутствие поля. Наибольшая выходная максимальная относительная интенсивность I_{\max} достигается при $\theta \approx 25^\circ$ (точка А).

Анализ зависимости I_{\max} от ориентационного угла θ при падении на кристалл y -поляризованного светового пучка (кривая 3) позволяет сделать вывод о том, что входная y -поляризация менее выгодна для эффективной самофокусировки, чем x -поляризация. Следует отметить, что, как и в случае одномерных световых пучков (см. напр., [11]), при $\theta = 90^\circ$ для эффективной самофокусировки предпочтительной является входная y -поляризация, однако наибольшее выходное значение I_{\max} , достигаемое при x -поляризации входного пучка, превышает соответствующее значение при y -поляризации. По-

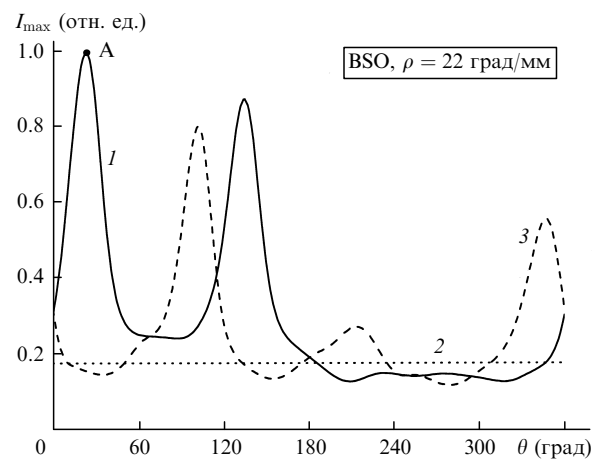


Рис.2. Зависимости максимальной относительной интенсивности светового гауссова пучка на выходе из кристалла толщиной 15 мм от ориентационного угла θ при радиусе перетяжки входного пучка $r_0 = 16.53$ мкм в случае x -поляризации входного пучка, $E_0 = 15$ кВ/см (1), произвольной поляризации входного пучка, $E_0 = 0$ (2), и y -поляризации входного пучка, $E_0 = 15$ кВ/см (3).

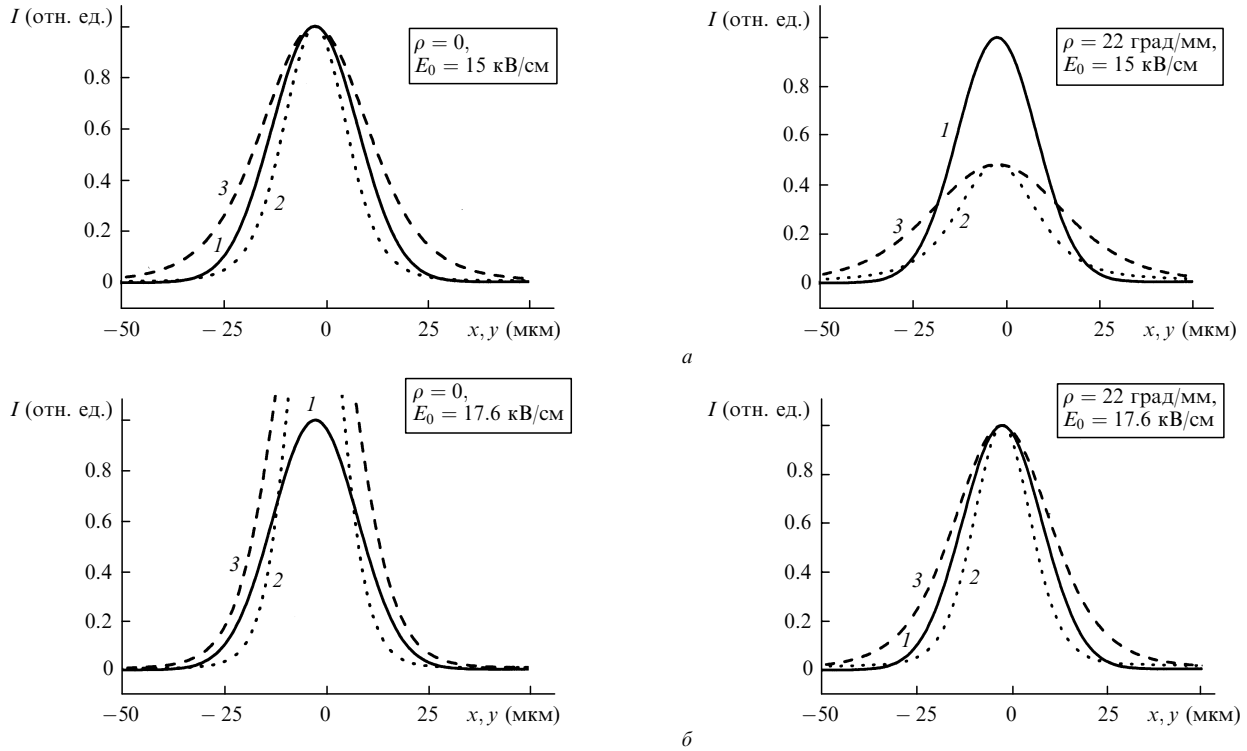


Рис.3. Влияние оптической активности на условие достижения солитонного режима распространения светового гауссова пучка с x -поляризацией и радиусом перетяжки $r_0 = 14.78$ мкм при ориентационном угле $\theta = 25^\circ$ в кристалле с «выключенной» оптической активностью ($\rho = 0$), $E_0 = 15$ кВ/см (а), и в оптически активном кристалле ($\rho = 22$ град/мм), $E_0 = 17.6$ кВ/см (б).

этому дальнейшее исследование будем выполнять для x -поляризованного входного пучка при $\theta = 25^\circ$.

Отметим, что радиус светового пучка r_0 и величина внешнего электрического поля E_0 при построении кривой I на рис.2 были подобраны такими, чтобы наибольшее значение (в точке А) максимальной относительной интенсивности выходного пучка равнялось единице.

Обычно в случае одномерных пространственных солитонов в качестве солитонного критерия рассматривают условие постоянства полной ширины половинного максимума светового пучка в процессе его распространения. В случае двумерных солитонов такой критерий уже неприемлем, т. к. значения полуширины светового пучка, измеренной вдоль и поперек направления внешнего электрического поля, под влиянием нелинейного взаимодействия света с кристаллом становятся существенно различными. Поэтому в качестве критерия солитонного распространения пучка мы будем использовать постоянство значения максимальной относительной интенсивности I_{\max} светового пучка на входе в кристалл и на выходе из него.

Нетрудно установить, что оптическая активность, как правило, увеличивает напряженность внешнего электрического поля, необходимого для достижения солитонного режима, поскольку вращение плоскости поляризации в процессе распространения светового пучка выводит его из режима оптимальной самофокусировки. Очевидно, что при сохранении величины внешнего электрического поля ($E_0 = 15$ кВ/см) радиус пучка в перетяжке при «выключенной» оптической активности следует выбирать меньшим, чем при «включенной». Так, при $\theta = 25^\circ$ радиус пучка r_0 , необходимый для получения на выходе кристалла с «выключенной» оптической активностью ($\rho = 0$) максимальной относительной интенсивности

$I_{\max} = 1$, уменьшается от 16.53 до 14.78 мкм (рис.3,а). При таком радиусе входного пучка в оптически активном кристалле ($\rho = 22$ град/мм) солитонный режим не достигается ($I_{\max} < 1$). Для достижения солитонного режима при $r_0 = 14.78$ мкм напряженность внешнего электрического поля должна быть увеличена до 17.6 кВ/см (рис. 3,б). При этом световой пучок в кристалле с «выключенной» оптической активностью испытывает дополнительную самофокусировку, т.е. его максимальная относительная интенсивность превышает единицу.

С целью оптимизации процедуры подбора r_0 и E_0 для достижения квазисолитонного режима можно использовать кривые существования (рис.4) двумерных пространственных солитонов для рассматриваемого оптически активного кристалла (кривая 1), а также для случая от-

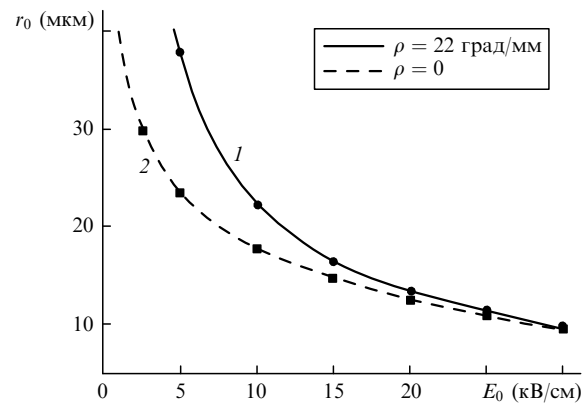


Рис.4. Кривые существования двумерных пространственных солитонов для x -поляризованного входного светового пучка в кристалле толщиной 15 мм при ориентационном угле $\theta = 25^\circ$ с учетом оптической активности, $\rho = 22$ град/мм (1), и без ее учета, $\rho = 0$ (2).

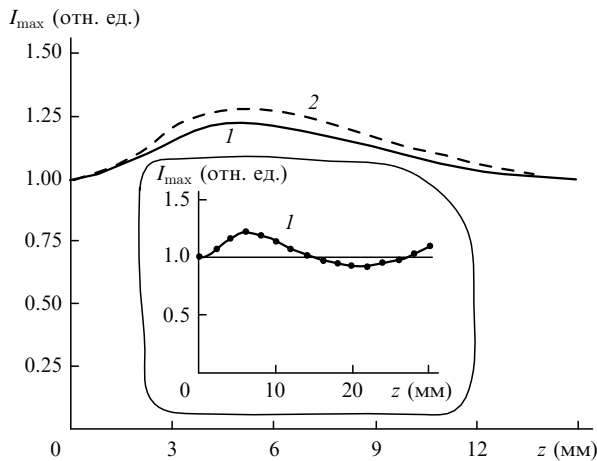


Рис.5. Динамика изменения максимальной относительной интенсивности x -поляризованного светового пучка с радиусом перетяжки $r_0 = 14.78$ мкм внутри кристалла толщиной 15 мм при ориентационном угле $\theta = 25^\circ$ с учетом оптической активности, $E_0 = 17.6$ кВ/см (1), и без ее учета, $E_0 = 15$ кВ/см (2). На вставке – то же при больших значениях z .

сутствия оптической активности (кривая 2) при ориентационном угле $\theta = 25^\circ$, соответствующем точке А на рис.2.

В силу того, что двумерный гауссов пучок, строго говоря, не является солитонным, можно рассматривать лишь квазисолитонный режим его распространения, т. е., добившись равенства максимальных интенсивностей пучка на входе и выходе кристалла путем специального выбора напряженности внешнего электрического поля, мы не можем гарантировать их равенство при любых значениях координаты z . Иллюстрацией этого может служить рис.5, где показана динамика изменения максимальной относительной интенсивности светового пучка по толщине кристалла. Видно, что при малых значениях координаты z в оптически активном кристалле (кривая 1) пучок сначала фокусируется (максимальная относительная интенсивность становится больше единицы), а затем возвращается к исходному состоянию (по интенсивности, но не по форме). Дополнительное исследование этой зависимости при большей толщине кристалла позволяет обнаружить в пространственных колебаниях пучка некоторую периодичность (возрастание кривой сменяется убыванием и затем, наоборот, наблюдается переход от убывания к возрастанию), которая ранее отмечалась в случае одномерных световых пучков не строго солитонной формы (см., напр., [12]). При «выключении» оптической активности зависимость максимальной относительной интенсивности от координаты z (кривая 2) качественно подобна зависимости, рассмотренной выше, но для достижения квазисолитонного режима используется внешнее электрическое поле с большей напряженностью.

Рассмотрим изменение формы светового пучка при его распространении через кристалл BSO. Мерой отклонения формы пучка от круговой будем считать эллиптичность пучка $\tau = d_x/d_y$, где d_x – полная ширина половинного максимума, измеренная в сечении пучка плоскостью xz ; d_y – та же величина, измеренная в сечении пучка плоскостью yz .

На рис.6 показаны зависимости $d_x(z)$ и $d_y(z)$, а также $\tau(z)$. Исследуем сначала режим слабого насыщения [3],

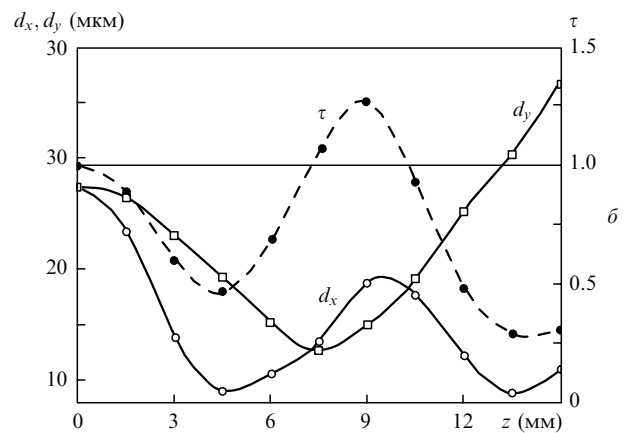
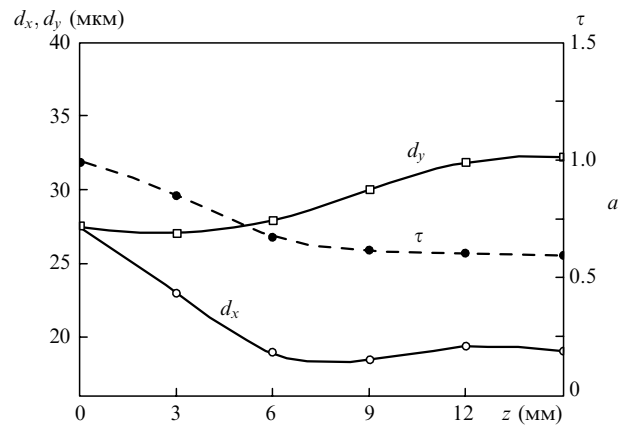


Рис.6. Зависимости диаметров d_x , d_y и эллиптичности τ x -поляризованного светового пучка с радиусом перетяжки $r_0 = 16.53$ мкм ($d_x = d_y = 27.52$ мкм) от координаты z внутри кристалла при ориентационном угле $\theta = 25^\circ$ в случае слабого насыщения, $I_0/I_d = 5$ (а) и при умеренном насыщении, $I_0/I_d = 5$ (б).

когда $I_0 = I_d$ (рис.6,а). Мы видим, что в этом случае d_y всегда больше d_x и эллиптичность τ не превышает единицы. При умеренном насыщении ($I_0 = 5I_d$) монотонный характер изменения d_x и d_y уже не имеет места (рис.6,б), и в области $7.2 \text{ мм} < z < 10.3 \text{ мм}$ эллиптичности $\tau > 1$, т. е. ориентация эллипса становится почти ортогональной предыдущей. Аналогичная ситуация наблюдалась ранее в одноосном кристалле SBN [3]. Отметим, что при определенных значениях координаты z (7.3 и 10.3 мм) поперечные диаметры пучка d_x и d_y совпадают ($\tau = 1$), т. е. пучок практически сохраняет исходную аксиальную симметрию.

Следует иметь в виду, что хотя достижение истинно солитонного режима, необходимого для распространения двумерного гауссова светового пучка в фоторефрактивном кристалле, представляется проблематичным; такой режим, видимо, может быть достигнут для некоего гипотетического двумерного пучка, по форме отличающегося от гауссова. Проблему нахождения формы такого пучка, его поляризации и интенсивности предполагается рассмотреть в отдельной статье.

4. Заключение

Таким образом, получена модифицированная система скалярных уравнений для описания распространения двумерных световых пучков в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле класса 23, которую можно использовать также для кристаллов класса

43m. Некоторые изменения в уравнениях этой системы по сравнению с аналогичной системой, используемой в работах [2, 3], связаны с учетом оптической активности, а также с особенностями электрооптического эффекта в кубических кристаллах, где в силу высокой симметрии кристалла все отличные от нуля компоненты электрооптического тензора имеют одинаковое значение, что не позволяет пренебречь некоторыми из них, как это принято делать в других кристаллах более низкой симметрии (например, в SBN).

Установлены интервалы ориентационного угла, в которых нелинейное взаимодействие света с кристаллом BSO в дрейфовом режиме уменьшает дифракционную расходимость светового пучка, позволяя получить квазисолитонный режим его распространения в кристалле. Исследованы особенности влияния оптической активности на формирование квазисолитонного режима. Построены кривые существования двумерных пространственных солитонов в кубическом фоторефрактивном кристалле, облегчающие подбор величины внешнего электрического поля и радиуса входного гауссова пучка для выхода на квазисолитонный режим. Найдены закономерности изменения формы светового пучка при его распространении в кристалле BSO в режимах слабого и умеренного насыщения. Показано, что в случае слабого насыщения ($I_0 = I_d$) диаметр пучка d_x , измеренный вдоль внешнего электрического поля, меньше диаметра d_y , измеренного в перпендикулярном полю направлении, т.е. эллиптичность пучка $\tau < 1$ на всем протяжении его распространения в кристалле. Увеличение I_0 ($I_0 = 5I_d$) изменяет монотонный характер зависимости $\tau(z)$: в процессе распространения пучка в кристалле его эллиптичность меняется от значений, меньших единицы, до значений, превышающих единицу, а затем снова становится меньше единицы. При некоторых значениях координаты z пучок сохраняет первоначальную аксиальную симметрию.

Полученные результаты могут быть использованы для управляемой самофокусировки световых пучков и изменения их формы в различных устройствах квантовой электроники и фотоники, а также для стимулирования экспериментальных исследований по оптимизации распространения и взаимодействия световых пучков в кристаллах силленитов. Они могут быть полезными при разработке и совершенствовании усилителей света на допированном неодимом оптически активном кристалле BSO, способном генерировать стимулированное излучение [13].

Авторы благодарят А.А.Голуба и В.Н.Навныко за полезные обсуждения статьи.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Беларуси (Государственная комплексная программа научных исследований «Фотоника») и Немецкого исследовательского общества (DFG).

1. Castillo M. D., Aguilar A., Mondragon J.J., Stepanov S., Vyslouch V. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
2. Zozulya A.A., Anderson D.Z. *Phys. Rev. A*, **51**, 1520 (1995).
3. Zozulya A.A., Anderson D.Z., Mamaev A.V., Saffman M. *Europhys. Lett.*, **36**, 419 (1996).
4. Saffman M., Zozulya A.A. *Opt. Lett.*, **23**, 1579 (1998).
5. Krolikowski W., Denz C., Stepken A., Saffman M., Luther-Davis B. *Quantum Semiclass. Opt.*, **10**, 823 (1998).
6. Stepken A., Kaiser F., Belić M.R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 68 (2000).
7. Fazio E., Ramadan W., Belardini A., Basco A., Bertolotti M., Petris A., Vlad V. I. *Phys. Rev. E*, **67**, 026611 (2003).
8. Шепелевич В.В., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В., Голуб А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 446 (2003).
9. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odoulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
10. Шепелевич В.В., Голуб А.А., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В. *Письма в ЖТФ*, **30**, 49 (2004).
11. Singh S.R., Christodoulides D.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 719 (1996).
12. Singh S.R., Christodoulides D.N. *Opt. Commun.*, **118**, 577 (1995).
13. Каминский А.А., Багаев С.Н., Гарсиа-Золе Х., Эйхлер Г.Й., Фернандес Х., Хаке Д., Финдайзен Ю., Бальда Р., Агулло-Руэда Ф. *Квантовая электроника*, **26**, 6 (1999).