

Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах

В.В.Шепелевич, А.А.Голуб, Р.Коваршик, А.Кислинг, В.Матусевич

Исследовано когерентное взаимодействие одинаково поляризованных параллельно направлению $[1\bar{1}0]$ гауссовых пучков света в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле с плоскостью среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ в случае, когда к кристаллу в направлении $[00\bar{1}]$ приложено внешнее электрическое поле. Теоретически изучено влияние оптической активности на взаимодействие световых пучков, когда разность их фаз $\Delta = 0, \pi/2$ и π . Показано, что если при толщине кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, равной 9 мм, изменение интенсивности объединенного светового пучка при $\Delta = 0$ под влиянием оптической активности сравнительно невелико (менее 8%), то при толщине 18 мм оно уже достигает 36%. Рассмотрено взаимодействие ортогонально поляризованных пучков в этом кристалле. Установлено, что хотя оптическая активность кристалла приводит к появлению бризгинг-эффекта («breathing effect»), солитоноподобный характер объединенного пучка сохраняется. Отмечена возможность использования полученных результатов для адресного позиционирования солитоноподобных световых пучков.

Ключевые слова: кубический фоторефрактивный кристалл, оптическая активность, гауссов пучок, взаимодействие световых пучков, экранирующий солитон, кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

1. Введение

Пространственные фоторефрактивные экранирующие солитоны отличаются от солитонов других типов (например, керровских) тем, что они могут существовать при исключительно малых световых мощностях (порядка микроватт) [1, 2]. Благодаря зависимости фоторефрактивных свойств кристалла от частоты света пространственный солитон может образовывать внутри кристалла волновод, способный проводить более мощный световой пучок, частота которого соответствует более низкой фоторефрактивной чувствительности [1, 3]. Кроме того, благодаря пространственным солитонам создается возможность для бездифракционного распространения чрезвычайно узких световых пучков (порядка нескольких микрометров в диаметре), используемых в современных прецизионных оптических технологиях. Особый интерес представляют исследования взаимодействия пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах [1–6] в связи с перспективами создания устройств оптического переключения световых пучков [7, 8].

Несмотря на то что солитонный режим реализуется, вообще говоря, для световых пучков особого вида, отличающихся от гауссовых, экспериментальные исследования выполняются, как правило, с лазерными пучками, близкими по форме к гауссовым. В этом случае режим распространения таких пучков является квазисолитон-

ным, а световые пучки называют солитоноподобными. Первые экспериментальные данные, описывающие взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО), к которому приложено внешнее постоянное электрическое поле, двух параллельных когерентных солитоноподобных гауссовых пучков с одинаковой линейной поляризацией, были приведены в [5]. При интерпретации полученных результатов оптическая активность кристалла не принималась во внимание. Экспериментальное изучение взаимодействия между одномерными светлыми фоторефрактивными экранирующими солитонами в ниобате бария-стронция было проведено в [6]. Физическое объяснение природы когерентного и некогерентного солитонного «притяжения» и «отталкивания» было предложено в [1, 6].

В последнее время появилось большое число публикаций, посвященных изучению влияния оптической активности на распространение гауссовых пучков в кристаллах типа силленита [9–14] в квазисолитонном режиме, но, насколько нам известно, изучение влияния оптической активности на взаимодействие солитоноподобных пучков в силленитах не проводилось.

В данной статье мы представляем результаты теоретического изучения и компьютерного моделирования когерентного двухпучкового взаимодействия в кубических фоторефрактивных кристаллах, помещенных в постоянное электрическое поле, в квазисолитонном режиме с учетом оптической активности. Исследуется влияние оптической активности кристалла на характер взаимодействия световых пучков с одинаковой линейной поляризацией, когда начальная разность их фаз равна нулю, $\pi/2$ и π . Кроме того, рассмотрен случай, когда световые пучки линейно поляризованы в ортогональных направлениях. При этом анизотропия кристалла создает различные условия для их распространения, так что один из пучков способен управлять поперечным отклонением другого, распространяющегося в квазисолитонном режиме.

В.В.Шепелевич, А.А.Голуб. 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, Deutschland, D-07743 Jena, Fröbelstieg, 1; e-mail: richard.kowarschik@uni-jena.de, oik@uni-jena.de, Vladislav.Matusevich@uni-jena.de

Поступила в редакцию 15 сентября 2004 г., после доработки – 18 января 2005 г.

Мы пытаемся также выяснить физическую сущность влияния оптической активности на взаимодействие солитоноподобных световых пучков в кубических кристаллах.

2. Теория

Будем использовать одномерную модель гауссова светового пучка. Пусть в кристалле реализуется режим дрейфовой нелинейности [15] (с. 50), которая способствует образованию экранирующих солитонов. Тогда распространение светового пучка можно описывать уравнением для векторной огибающей комплексной амплитуды лазерного светового поля $A(x, z)$, полученным в параксиальном приближении:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} \frac{I_\infty + I_d}{I_d + I(x, z)} (A \hat{r} E_0) + i \rho [e_z, A] = 0, \quad (1)$$

где k_0 – длина волнового вектора монохроматического светового пучка; n_0 – невозмущенный показатель преломления кристалла; \hat{r} – электрооптический тензор третьего ранга для кристалла класса 23; $I(x, z)$ – интенсивность светового поля пучка; I_d – темновая интенсивность (включающая в себя в общем случае интенсивность фонового излучения)*; I_∞ – значение интенсивности светового пучка при $x \rightarrow \pm\infty$; ρ – удельное вращение кристалла; e_z – единичный вектор вдоль оси z . Ось z указывает направление распространения световых пучков, а ось x совпадает с направлением внешнего электрического поля E_0 , приложенного к кристаллу. В частных случаях уравнение (1) переходит в соответствующие уравнения из работ [9, 11, 14].

Представим вектор A в виде $A = A_x e_x + A_y e_y = (2\eta_0 \times I_d/n_0)^{1/2} (u e_x + v e_y)$ [16], где e_x и e_y – единичные векторы системы координат; A_x и A_y – проекции вектора A на оси x и y ; u и v – безразмерные поляризационные компоненты нормированного вектора огибающей светового пучка; $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$. Затем перейдем к безразмерным переменным $s = x/x_0$ и $\xi = z/(kx_0^2)$, где x_0 – произвольный пространственный размер; $k = n_0 k_0$. После введения безразмерных параметров $\beta = (n_0^4 k_0^2 x_0^2 r_{41} E_0)/2$ и $\delta = n_0 k_0 x_0^2 \rho$, где r_{41} – компонента электрооптического тензора, можно получить следующую систему дифференциальных уравнений для поляризационных компонент u и v :

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} - \beta(1 + \gamma) \frac{\mu_1 u + \mu_2 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} - i \delta v &= 0, \\ i \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} - \beta(1 + \gamma) \frac{\mu_2 u + \mu_3 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} + i \delta u &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\gamma = I_\infty/I_d$;

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

* Темновая интенсивность I_d (dark irradiance) [4, 9, 16]) определяется как некоторая условная интенсивность света, при воздействии которой происходила бы генерация ионизированных доноров, эквивалентная тепловой генерации ($sI_d = \beta$, где s – поперечное сечение фотоионизации, β – степень тепловой генерации ионизированных доноров [17]). Под интенсивностью фонового излучения понимают интенсивность однородной фоновой подсветки [6].

θ – угол, отсчитываемый по часовой стрелке от направления $[1\bar{1}0]$ к вектору внешнего электрического поля [14]. Здесь для интенсивности светового поля мы использовали выражение из работы [9]: $I(x, z) = (n_0/2\eta_0)(|A_x|^2 + |A_y|^2) = I_d(|u|^2 + |v|^2)$.

Система нормированных связанных уравнений (2) отличается от системы уравнений в [9, 10] произвольной ориентацией внешнего электрического поля в плоскости $(1\bar{1}0)$ по отношению к кристаллографической системе координат. Уравнения (2) отличаются также от соответствующих уравнений в [14] прежде всего тем, что они могут быть применены для описания распространения не только светлых, но и темных солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах.

3. Численное моделирование взаимодействия гауссовых пучков в кристалле типа силленита

На основании уравнений (2) выполним численное моделирование взаимодействия одномерных гауссовых солитоноподобных пучков в кубическом оптически активном кристалле ВТО класса симметрии 23 с плоскостью среза $(1\bar{1}0)$, к которому приложено внешнее электрическое поле. В уравнениях (2) полагаем $\gamma = 0$, т. к. далее будем рассматривать светлые солитоны ($I_\infty = 0$).

В расчетах используем параметры кристалла, близкие к параметрам в первом эксперименте [5]: $n_0 = 2.25$, $r_{41} = 6.175 \times 10^{-12}$ м/В, $\rho = 6.3$ град/мм ($\lambda = 0.6328$ мкм). Напряженность внешнего электрического поля E_0 выберем равной 9 кВ/см. Предполагается, что входные пучки имеют гауссов профиль по оси x , линейную поляризацию вдоль оси y и полуширину $x_0 = 19.5$ мкм ($I(x) = I_0 \times \exp(-x^2/x_0^2)$). Расстояние между пучками составляет 39 мкм, угол $\theta = 90^\circ$, толщина кристалла $d = 18$ мм.

Сначала рассмотрим случай взаимодействия световых пучков с одинаковой линейной v -поляризацией, когда разность фаз A между ними равна нулю (рис. 1, а). Если сравнить нормированные интенсивности объединенного пучка в середине кристалла ($z = 9$ мм) без учета оптической активности (кривая 1) и с ее учетом (кривая 2), то можно отметить, что влияние оптической активности мало (изменение интенсивности составляет менее 8 %) и пренебрежение им при интерпретации экспериментальных данных в [5] было оправданным. В то же время, сравнивая результаты численных расчетов световой интенсивности на выходе из кристалла без учета оптической активности (кривая 3) и с ее учетом (кривая 4), можно заметить, что оптическая активность приводит к значительному уменьшению самофокусировки объединенного пучка в процессе «притяжения» пучков, т. е. для кристалла толщиной более 15 мм влияние оптической активности оказывается существенным (изменение интенсивности при $z = d = 18$ мм составляет приблизительно 36 %).

На рис. 1, б и в показано развитие процесса объединения когерентных одинаково поляризованных световых пучков в фоторефрактивном кристалле. Из анализа данных, приведенных на рис. 1, б, следует, что в рассматриваемом диапазоне толщин кристалла максимальная интенсивность и минимальная полуширина объединенного пучка не достигаются (эти экстремальные значения имеют место при $z \approx 19.6$ мм). В то же время под влиянием оптической активности (рис. 1, в) максимум интенсивности объединенного пучка смещается в точку В с координатой $z = 13.6$ мм, причем высота этого макси-

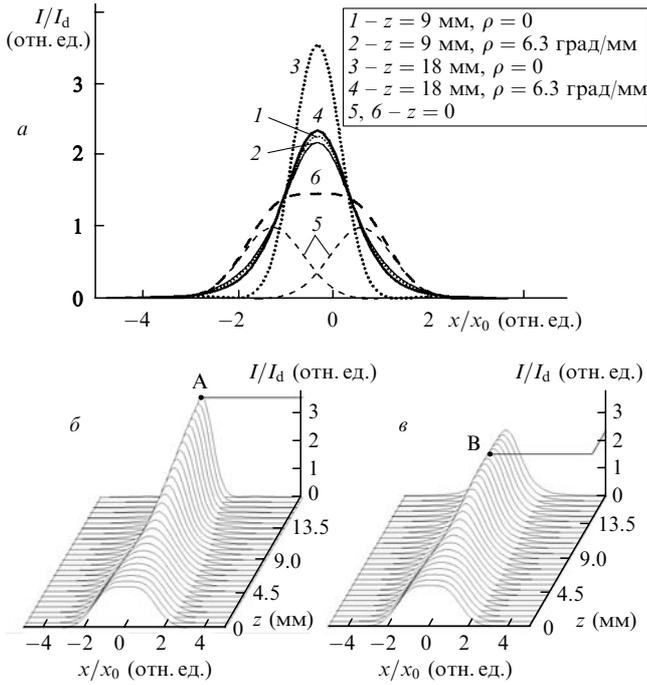


Рис.1. Взаимодействие гауссовых световых пучков в кристалле ВТО в условиях эксперимента [5] при одинаковых начальных фазах световых пучков ($\Delta = 0$): распределения интенсивности распространяющегося света в середине кристалла без учета (1) и с учетом оптической активности (2), на выходной грани кристалла без учета (3) и с учетом оптической активности (4), на входной грани кристалла отдельно для каждого из пучков (5) и после когерентного сложения пучков (6) (а), а также распределения интенсивности распространяющегося света по координатам x, z без учета (б, $\rho = 0$) и с учетом оптической активности (в, $\rho = 6.3$ град/мм).

мама значительно уменьшается по сравнению со значением интенсивности при $z = 13.6$ мм на рис.1,б. Влияние оптической активности приводит к ослаблению самофокусировки в результате вращения плоскости поляризации световых пучков, поскольку их исходная поляризация была выбрана оптимальной при отсутствии оптической активности. Поэтому максимумы кривых 1 ($I_{max}/I_d \approx 2.3$) и 3 (~ 3.6) на рис.1,а выше максимумов кривых 2 (~ 2.2) и 4 (~ 2.4) соответственно.

Если разность фаз взаимодействующих световых пучков $\Delta = \pi$, интерференция является деструктивной и в области наложения пучков образуется участок с почти нулевой интенсивностью (вблизи точки $x = 0$ на рис.2,а), который постоянно растет благодаря дифракционному расплыванию пучков. Это приводит к деформации волнового фронта пучков и объясняет их взаимное «отталкивание» в процессе распространения. Нелинейные свойства кристалла при включенном внешнем электрическом поле способствуют возрастанию показателя преломления в областях максимальной интенсивности светового поля по сравнению с другими областями. В этих областях наблюдается самофокусировка пучков, препятствующая их расплыванию, поэтому процесс взаимного «отталкивания» пучков ослабляется. Поскольку, как уже отмечалось выше, оптическая активность приводит к отклонению вектора A от направления, в котором нелинейные свойства проявляются наиболее сильно, «отталкивающиеся» пучки на рис.2,в (с учетом оптической активности) более размыты, чем на рис.2,б (без учета оптической активности). Отметим, кроме того, что при учете оптической активности взаимное «отталкивание» световых

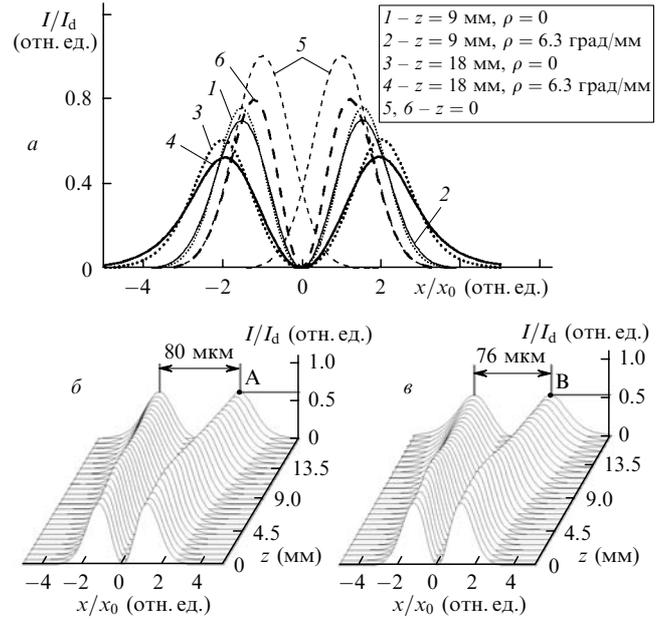


Рис.2. То же, что и на рис.1, при начальной разности фаз $\Delta = \pi$.

пучков немного уменьшается – максимумы интенсивности расположены на меньших расстояниях (рис.2,в), чем в случае пренебрежения оптической активностью (рис.2,б).

Рассмотрим случай, когда разность фаз между входными световыми пучками $\Delta = \pi/2$. При этом из-за взаимодействия солитоноподобных пучков энергия из одного пучка перекачивается в другой (рис.3,а) В результате происходит самофокусировка первого пучка и расплывание второго пучка. Оптическая активность кристалла приводит к увеличению расплывания обоих световых пучков и расстояния между максимумами их интенсивности. Влияние оптической активности на процесс самофокусировки хорошо прослеживается при сравнении рис.3,б и в.

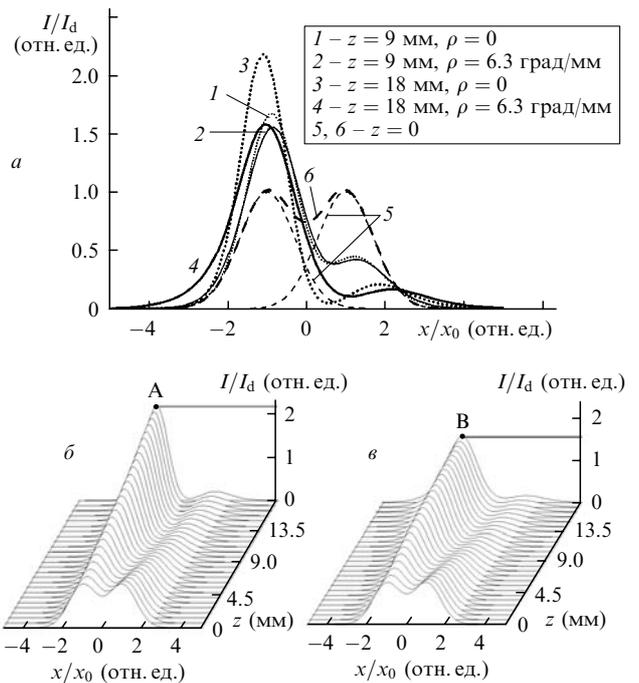


Рис.3. То же, что и на рис.1, при начальной разности фаз $\Delta = \pi/2$.

Описанные выше геометрия взаимодействия, параметры световых пучков и расстояние между ними, соответствующие эксперименту работы [5], не являются оптимальными с точки зрения наглядности физической интерпретации взаимодействия. Действительно, при взаимодействии пучков мы не можем явно наблюдать процесс их объединения, т. к. они объединены уже на входе в кристалл (см. рис. 1, б и в) за счет наложения при малом расстоянии между ними. Кроме того, выбранная толщина кристалла не позволяет исследовать периодический характер пространственных пульсаций (фокусировки и дефокусировки) объединенного пучка в случае «притяжения» пучков (рис. 1, б и в), т. к. на рассмотренных участках кристалла либо максимум интенсивности объединенного пучка еще не достигается (рис. 1, б), либо имеется только один максимум (точка В на рис. 1, в).

В связи с этим для создания более наглядного представления о картине квазисолитонного взаимодействия рассмотрим два параллельно распространяющихся в кристалле ВТО световых пучка с полушириной $x_0 = 15$ мкм каждый и расстоянием между ними 40 мкм. Все остальные характеристики пучков и кристалла, а также параметры внешнего электрического поля, кроме модуля его напряженности, остаются прежними.

Поскольку форма гауссова пучка отличается от формы истинного солитонного пучка, мы можем говорить только о солитоноподобном распространении пучка даже без принятия во внимание оптической активности. Из кривой существования для солитонного пучка с полушириной $x_0 = 15$ мкм [6] мы находим модуль напряженности внешнего электрического поля $E_0 \approx 15.2$ кВ/см, но для гауссова пучка мы взяли $E_0 \approx 14$ кВ/см. Для такой напряженности поля распределение интенсивности отдельного гауссова пучка при перемещении вдоль оси z в случае $\rho = 0$ остается почти постоянным.

Приведем физическое объяснение периодических (в пространстве) пульсаций интенсивности объединенного светового пучка при когерентном взаимодействии двух гауссовых пучков одинаковой интенсивности в кристалле большой толщины (рис. 4) в случае, когда разность фаз Δ между входными пучками равна нулю. При этом нелинейное взаимодействие световых пучков приводит к образованию одного пучка с увеличенной максимальной интенсивностью ($I_{\max}/I_d = 2$). Это смещает положение общего пучка на кривой существования [6] и вызывает уменьшение ширины солитоноподобного пучка. Для него напряженность внешнего электрического поля является недостаточной, чтобы компенсировать дифракционную расходимость, и пучок начинает расплываться. После прохождения некоторого расстояния ширина пучка увеличивается, напряженность внешнего электрического поля опять становится достаточной для создания самофокусирующегося пучка, и описанный процесс повторяется (рис. 4, а).

Теоретические вычисления показывают, что если принимать во внимание оптическую активность фоторефрактивного кристалла ($\rho \neq 0$), то расстояния между максимумами интенсивности объединенного пучка возрастают, а интенсивности в этих максимумах уменьшаются (рис. 4, б). Это связано с тем, что за счет вращения плоскости поляризации происходит отклонение поляризации взаимодействующих световых пучков от оптимальной, соответствующей образованию квазисолитонного режима. При переходе к ортогональной поляриза-

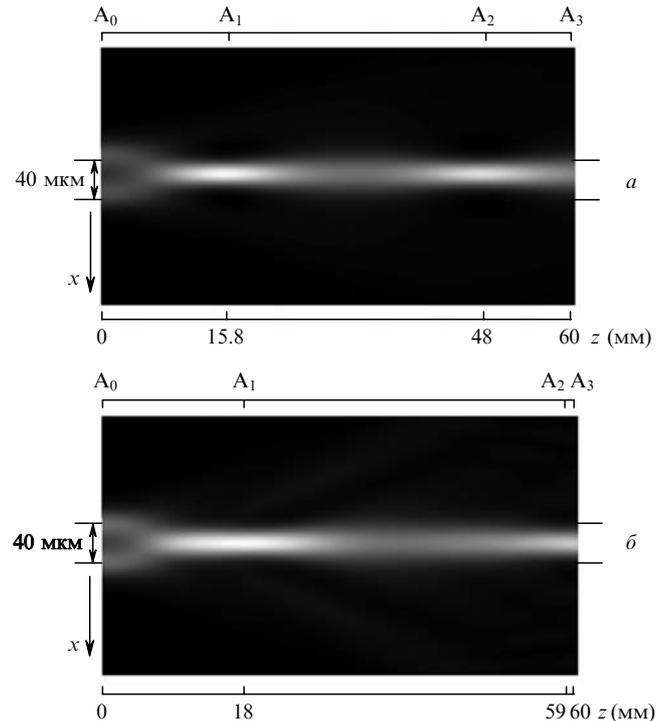


Рис. 4. Распределения по координатам x и z интенсивности распространяющегося света при взаимодействии гауссовых световых пучков в кристалле ВТО большой толщины в квазисолитонном режиме при начальной разности фаз взаимодействующих пучков $\Delta = 0$. В характерных точках интенсивности $I = 2.91I_d$ (т. A_1), $2.6I_d$ (т. A_2) и $1.7I_d$ (т. A_3) получены без учета оптической активности ($\rho = 0$) (а), а интенсивности $I = 2.87I_d$ (т. A_1), $1.9I_d$ (т. A_2) и $1.8I_d$ (т. A_3) – с ее учетом (б).

ции самофокусирующие свойства кристалла ослабевают, поэтому период пространственных осцилляций увеличивается. Такое объяснение является качественным, т. к. оно не учитывает эллиптичности собственных волн в оптически активном кристалле, возникающих за счет электрооптического эффекта.

Исследуем взаимодействие гауссовых пучков в кристалле ВТО ($\theta = 90^\circ$) в случае их ортогональной линейной поляризации на входе в кристалл (параллельно вектору напряженности внешнего электрического поля E_0 и перпендикулярно ему) на основе уравнений (2), причем все остальные характеристики пучков, за исключением модуля напряженности внешнего электрического поля, остаются прежними. Пучок, поляризованный ортогонально E_0 , находится в лучших условиях для солитоноподобного распространения (необходимое для этого внешнее электрическое поле меньше), поэтому при увеличении напряженности поля он переходит в солитоноподобный режим раньше, чем другой пучок, поляризованный параллельно E_0 . Последний пучок играет роль направляющего: он задает направление распространения первого пучка. В оптике это явление было названо «логические ворота углового отклонения» [18], т. к. оно позволяет выполнять логические операции пространственным переключением светового пучка в различных направлениях. Интересно исследовать это явление в кристаллах типа силленита, потому что они имеют быстрый отклик и высокую световую чувствительность

На рис. 5, а представлены результаты взаимодействия ортогонально поляризованных одномерных гауссовых пучков света одинаковой интенсивности (верхний пучок

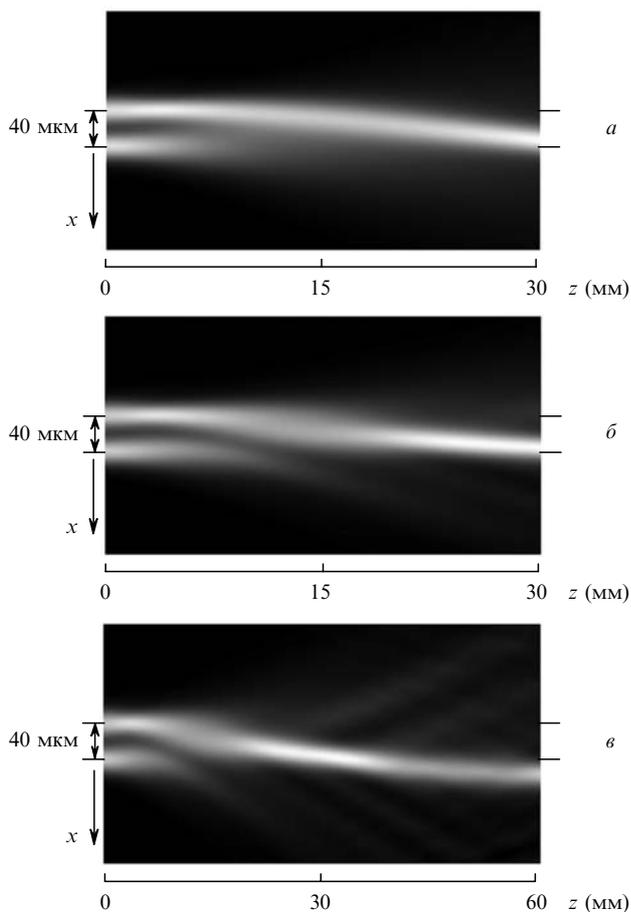


Рис.5. Распределения по координатам x и z интенсивности распространяющегося света при взаимодействии ортогонально поляризованных световых пучков в фоторефрактивном кристалле ВТО, полученные без учета оптической активности кристалла ($\rho = 0$) при толщине кристалла $d = 30$ мм (а) и с ее учетом ($\rho = 6.3$ град/мм) при $d = 30$ (б) и 60 мм (в).

поляризован перпендикулярно направлению внешнего электрического поля, нижний – параллельно) при прохождении их через фоторефрактивный кристалл ВТО в случае, когда разность фаз пучков на входе в кристалл равна нулю, а $E_0 = 18$ кВ/см. Видно, что один одномерный пучок изгибается под влиянием другого пучка в сторону последнего. Оптическая активность кристалла ВТО в этом случае не принималась во внимание.

Взаимодействие световых гауссовых одномерных ортогонально поляризованных пучков с учетом оптической активности и при $E_0 = 20$ кВ/см показано на рис.5,б и в. Видно, что влияние оптической активности на распространение отклоненного солитоноподобного пучка выражается в появлении бризинг-эффекта [11] – периодического оттока энергии, уменьшающего интенсивность светового пучка. Однако солитоноподобный характер распространения одномерного пучка при этом сохраняется. Для более сильного проявления бризинг-эффекта толщина кристалла увеличена вдвое (рис.5,в), а все остальные характеристики кристалла и световых пучков такие же, как и для рис.5,б.

Интересно отметить, что изменение направления электрического поля на противоположное не влияет на результат взаимодействия, а изменение последователь-

ности расположения пучков приводит к изменению направления отклонения солитоноподобного пучка.

4. Заключение

Таким образом, показано, что даже в кристалле ВТО, отличающемся сравнительно небольшим удельным вращением (6.3 град/мм на длине волны $\lambda = 0.6328$ мкм), максимальная интенсивность объединенного светового пучка, образованного при когерентном взаимодействии двух одинаково поляризованных одномерных гауссовых световых пучков с одинаковыми начальными фазами, под влиянием оптической активности может уменьшаться на 36 % при толщине кристалла 18 мм.

Наличие оптической активности ухудшает условия достижения солитоноподобного режима, поэтому при взаимном «отталкивании» световых пучков ($\Delta = 0$) они расплываются сильнее, а при $\Delta = \pi/2$ процесс энергообмена взаимодействующих пучков происходит менее интенсивно. При взаимодействии ортогонально поляризованных одномерных световых гауссовых пучков один из них отклоняется под воздействием другого, причем несмотря на деструктивное влияние оптической активности кристалла солитоноподобный характер отклоненного пучка все же сохраняется. Таким образом, взаимодействие двух гауссовых пучков в кристаллах типа силленита представляет интерес для реализации оптического адресного переключения положений световых пучков.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Белоруссии (государственная программа ориентированных фундаментальных исследований «Когерентность») и Немецкого исследовательского общества (DFG, грант GZ: 436 WER 17/10/03).

1. Shih M., Segev M. *Opt. Lett.*, **21**, 1538 (1996).
2. Mamaev A.V., Saffman M., Zozulya A.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 2079 (1998).
3. Krolikowski W., Denz C., Stepken A., Saffman M., Luther-Davies B. *Quantum Semiclass. Opt.*, **10**, 823 (1998).
4. Singh S.R., Christodoulides D.N. *Opt. Commun.*, **118**, 569 (1995).
5. Garcia-Quirino G.S., Iturbe-Castillo M.D., Vysloukh V.A., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S.I., Lugo-Martinez G., Torres-Cisneros G.E. *Opt. Lett.*, **22**, 154 (1997).
6. Meng H., Salamo G., Shih M., Segev M. *Opt. Lett.*, **22**, 448 (1997).
7. Swartzlander G.A. Jr. *Opt. Lett.*, **17**, 493 (1992).
8. Akhmediev N., Ankiewicz A. *Opt. Commun.*, **100**, 183 (1993).
9. Singh S.R., Christodoulides D.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 719 (1996).
10. Krolikowski W., Akhmediev N., Andersen R.D., Luther-Davies B. *Opt. Commun.*, **132**, 179 (1996).
11. Fazio E., Babin V., Bertolotti M., Vlad V. *Phys. Rev. E*, **66**, 016605-1 (2002).
12. Fazio E., Ramadan W., Belardini A., Bosco A., Bertolotti M., Petris A., Vlad V.I. *Phys. Rev. E*, **67**, 026611-1 (2003).
13. Fazio E., Ramadan W., Bertolotti M., Petris A. Vlad V.I. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **5**, S119 (2003).
14. Шепелевич В.В., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В., Голуб А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 446 (2003).
15. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб.: Наука, 1992).
16. Christodoulides D.N., Carvalho M.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1628 (1995).
17. Kukhtarev N., Markov V., Odoulov S., Soskin M., Vinetskii V. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
18. Blair S., Wagner K. *Appl. Opt.*, **38**, 6749 (1999).