

УДК

Распространение и взаимодействие ортогональных гауссовых пучков внутри фоторефрактивного оптически активного кристалла

А. А. ГОЛУБ, В. В. ШЕПЕЛЕВИЧ, Р. КОВАРШИК, А. КИСЛИНГ, В. МАТУСЕВИЧ

Когерентное двухволновое взаимодействие в фоторефрактивных кристаллах, помещенных в постоянное электрическое поле, привлекает внимание исследователей благодаря возможности управления интенсивностью и положением одного из пучков путем изменения характеристик (поляризации, фазы, интенсивности) другого пучка [1]. В [2] было изучено взаимодействие двух световых гауссовых пучков с ортогональными поляризациями (параллельно вектору напряженности внешнего электрического поля и перпендикулярно ему), распространяющихся в фоторефрактивном кубическом оптически активном кристалле $Vi_{12}TiO_{20}$ (ВТО).

Представляет интерес рассмотреть случай взаимодействия ортогонально поляризованных пучков, когда их начальные азимуты поляризации не являются фиксированными.

Для объяснения особенностей взаимодействия световых пучков полезно рассмотреть сначала распространение одного светового пучка при различных азимутах поляризации.

Для рассмотрения распространения одномерного светового пучка в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах будем использовать следующее векторное уравнение (см., напр., [2, 3]):

$$i \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} \frac{I_\infty + I_d}{I_d + I(x, z)} (\mathbf{A} \hat{\mathbf{r}} \mathbf{E}_0) + i \rho [\mathbf{e}_z, \mathbf{A}] = 0. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{A} – огибающая медленно изменяющегося комплексного вектора напряженности электрического поля монохроматического светового пучка, k_0 – длина волнового вектора пучка, n_0 – невозмущенный показатель преломления кристалла, $\hat{\mathbf{r}}$ – электрооптический тензор третьего ранга для кубического кристалла, $I(x, z)$ – интенсивность светового поля, I_d – темновая интенсивность (включая в общем случае интенсивность фонового излучения), I_∞ – значение интенсивности светового пучка при $x \rightarrow \pm\infty$, ρ – удельное вращение кристалла. Ось z , перпендикулярная плоскости среза, указывает направление распространения светового пучка, а ось x совпадает с направлением внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 , приложенного к кристаллу.

Пусть одномерный гауссов пучок монохроматического света с длиной волны $\lambda = 0.6328$ мкм и полушириной $x_0 = 15$ мкм распространяется внутри оптически активного фоторефрактивного кристалла ВТО среза $(\bar{1}\bar{1}0)$. Параметры кристалла выбираются следующими [4]: компонента электрооптического тензора $r_{41} = 5.17 \times 10^{-12}$ м/В, удельное вращение $\rho = 6.3$ °/мм, показатель преломления $n_0 = 2.25$. Длина кристалла в направлении оси z полагается равной 15 мм. Ориентационный угол θ , образованный вектором внешнего электрического поля с направлением $[1\bar{1}0]$, выбран равным 35.3° на основании результатов работы [5], где показано, что такой выбор угла θ способствует формированию квазисолитонного режима распространения световых пучков при минимальном значении внешнего электрического поля.

На рис. 1 представлена зависимость максимальной интенсивности светового пучка, прошедшего через кристалл, к которому приложено постоянное внешнее электрическое поле $E_0 = 20$ кВ/см, от угла ψ между плоскостью поляризации входного светового пучка и направлением внешнего электрического поля, совпадающим с направлением оси x . С помощью го-

горизонтальной штриховой линии 1 показана максимальная интенсивность светового пучка на выходе из кристалла в случае $E_0 = 0$ (естественная дифракционная расходимость), т.е. максимальная интенсивность светового пучка независимо от его входной поляризации уменьшается от 1 до 0.32. Кривые 2 и 3 на рис. 1 показывают зависимость максимальной интенсивности выходного светового пучка от азимута поляризации ψ при значении ориентационного угла θ , равном 35.3° , без учета и с учетом оптической активности кристалла. Из рис. 1 видно, что внешнее электрическое поле оказывает наибольшее фокусирующее влияние, когда световой пучок поляризован вдоль поля, т.е. при $\psi = 0$ или $\psi = 180^\circ$. В случае, когда значение азимута поляризации ψ лежит в диапазоне от 55° до 125° световой пучок, наоборот, испытывает дефокусировку. Если же кристалл ориентирован относительно поля под углом $\theta = 90^\circ$, то наибольшее сжатие светового пучка наблюдается при его поляризации, ориентированной перпендикулярно внешнему электрическому полю, т.е. при $\psi = 90^\circ$ (кривые 4 и 5 на рис. 1). Однако, как было показано в [7] и как видно из рис. 1, максимальное фокусирующее действие при $\theta = 90^\circ$ значительно меньше, чем при $\theta = 35.3^\circ$. В то же время, даже при выборе самой невыгодной поляризации входного пучка, при $\theta = 90^\circ$ не наблюдается дефокусировки.

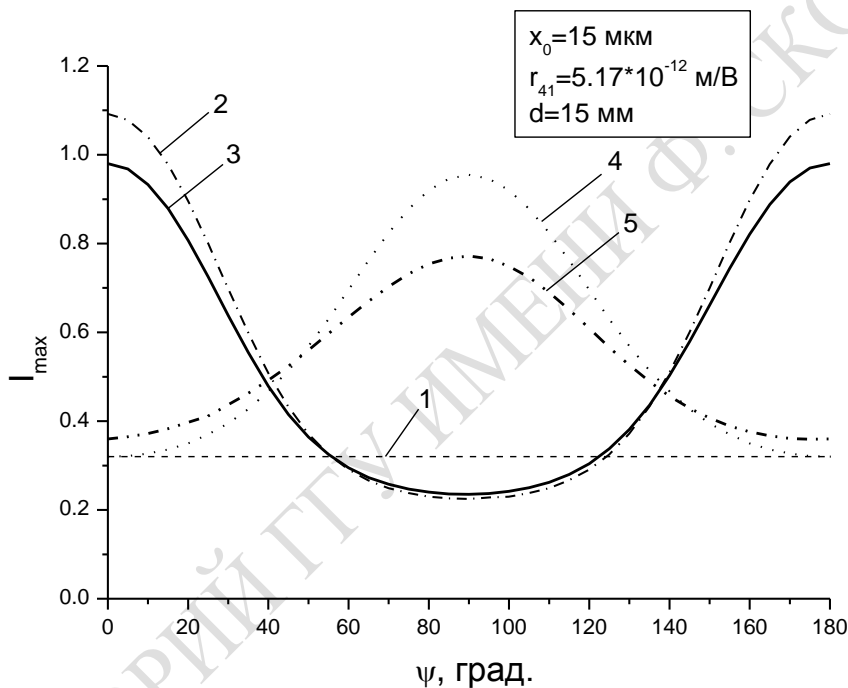


Рисунок 1 – Зависимость интенсивности в центре светового пучка от поляризационного угла ψ на выходе из кристалла при различных значениях ориентационного угла θ и удельного вращения ρ . 1 – естественная дифракционная расходимость светового пучка ($E_0 = 0$); 2 – $\theta = 35.3^\circ$, $\rho = 0$; 3 – $\theta = 35.3^\circ$, $\rho = 6.3$ °/мм; 4 – $\theta = 90^\circ$, $\rho = 0$; 5 – $\theta = 90^\circ$, $\rho = 6.3$ °/мм.

При рассмотрении воздействия оптической активности на процесс распространения светового пучка внутри кристалла (кривые 3 и 5 на рис. 1 для случаев $\theta = 35.3^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ соответственно), можно отметить что под ее влиянием фокусирующее действие поля, как правило, уменьшается. Это объясняется тем, что при распространении светового пучка в оптически активном кристалле в режиме максимальной самофокусировки его поляризация под влиянием вращения плоскости поляризации становится не самой оптимальной. В то же время, если поляризация светового пучка на входе в кристалл является невыгодной для самофокусировки пучка (кривая 4 при $\psi = 0$ или $\psi = 180^\circ$), то за счет оптической активности она может оказаться более выгодной (кривая 5 при $\psi = 0$ или $\psi = 180^\circ$).

Кроме того, из рис. 1 видно, что при $\theta = 35.3^\circ$ есть такие значения начального азимута поляризации ($\psi \approx 55^\circ$ и $\psi \approx 125^\circ$), при которых внешнее электрическое поле практически не оказывает влияния на процесс распространения светового пучка внутри рассматриваемого кристалла.

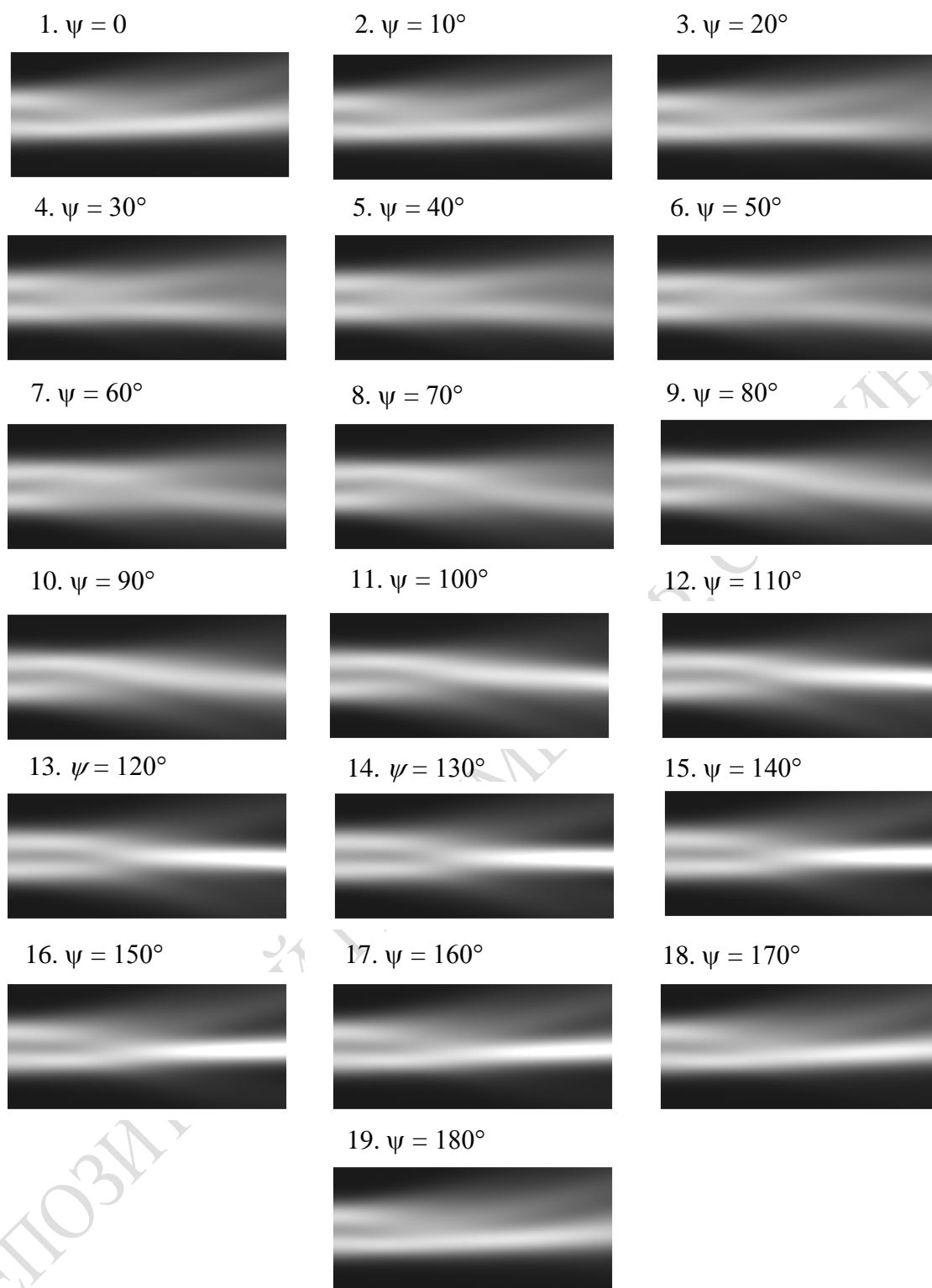


Рисунок 2 – Взаимодействие ортогонально поляризованных световых пучков внутри кристалла при различных значениях азимута поляризации нижнего светового пучка ψ .

Перейдем теперь к исследованию когерентного взаимодействия световых гауссовых пучков с ортогональными поляризациями. Пусть два одномерных световых гауссовых пучка с полушириной $x_0 = 15$ мкм, с расстоянием между их центрами 30 мкм и азимутами поляризации ψ и $\psi + 90^\circ$ распространяются в направлении оси z в том же кристалле ВТО среза $(\bar{1}\bar{1}0)$, причем угол ψ – азимут поляризации нижнего светового пучка. К кристаллу приложено внешнее электрическое поле $E_0 = 20$ кВ/см.

Из рис. 2.1 можно видеть, что при $\psi = 0$ нижний световой пучок почти не испытывает дефокусировки и изгибается, в то время как верхний сильно рассеивается. Это объясняется тем, что нижний пучок имеет поляризацию, наиболее выгодную для фокусирующего действия внешнего электрического поля (рис.1, кривая 2 при $\psi = 0$), а верхний световой пучок поляризован ортогонально нижнему, наоборот подавляется (рис.1, кривая 2 при $\psi = 90^\circ$). Пусть поляризация световых пучков плавно изменяется от $\psi = 0$ до $\psi = 180^\circ$ (рис. 2.1-2.19). По мере того, как один из световых пучков будет выходить из оптимальных условий распространения, второй будет к ним приближаться и при $\psi = 45^\circ$ они окажутся приблизительно в равных условиях (рис. 2.5-2.6). При этом наблюдается небольшое «отталкивание» пучков, то есть расстояние между их центрами увеличивается по сравнению с начальным расстоянием. Затем верхний световой пучок постепенно начинает превалировать над нижним пучком, так как его азимут поляризации переходит в выгодную для самофокусировки область значений азимута поляризации ψ (рис.1, кривая 2). При этом уже верхний световой пучок отклоняется в сторону нижнего (рис. 2.10). Дальнейшее увеличение азимута поляризации сопровождается изменением фазовых соотношений между пучками, которое обуславливает их взаимное «притяжение» (рис. 2.14-2.15). При дальнейшем увеличении азимута ψ происходит постепенный переход к рис. 2.21, совпадающему с рис. 2.1.

Таким образом, показано, что при когерентном взаимодействии ортогонально поляризованных световых гауссовых пучков может наблюдаться не только изменение направления распространения одного из них, но также их объединение либо отталкивание в зависимости от азимутов их поляризации.

Abstract. It is shown that in process of coherent interaction of the light Gaussian beams which are orthogonally polarized the change of direction of one of them, the fusion or repelling may take place depending on azimuths of their polarizations.

Литература

1. M. Segev, Optical spatial solitons, *Opt. Quantum Electron.*, **30** (1998), 503–533.
2. В.В. Шепелевич, А.А. Голуб, Р. Коваршик, А. Кислинг, В. Матусевич, Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах, *Квантовая электроника*, **35**, № 4 (2005), 351-355.
3. В.В. Шепелевич, А.А. Голуб, Р. Коваршик, А. Кислинг, В. Матусевич, Влияние оптической активности на когерентное взаимодействие экранирующих солитонов в кубическом фоторефрактивном кристалле, *Письма в ЖТФ*, **30**, Вып. 21 (2004), 49-58.
4. М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко, *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике*, Наука, Санкт-Петербург, 1992.
5. В.В. Шепелевич, Р. Коваршик, А. Кислинг, В. Матусевич, А.А. Голуб, Оптимизация самофокусировки в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах, *Квантовая электроника*, **33**, № 5 (2003), 446-450.