

Взаимодействие двумерных ортогонально поляризованных супергауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле

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

Теоретически исследовано распространение и взаимодействие ортогонально поляризованных двумерных супергауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле класса симметрии $4mm$ в дрейфовом режиме, когда внешнее электрическое поле приложено к кристаллу в направлении оптической оси. Рассмотрены случаи входных пучков, смещенных относительно друг друга в направлениях, параллельном и перпендикулярном направлению вектора напряженности внешнего электрического поля, и показано, что с помощью вспомогательного пучка света, поляризованного ортогонально свету в основном пучке, можно эффективно осуществлять адресную локализацию основного пучка, распространяющегося в квазисолитонном режиме. Найдены оптимальные с точки зрения максимизации отклонения основного светового пучка толщины кристалла. Показано, что «квадратные» супергауссовы пучки в ближней зоне дифракции фокусируются при меньших значениях внешнего электрического поля, чем гауссовы.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, ортогональные поляризации, квадратный супергауссов пучок, гауссов пучок, взаимодействие пучков, кристалл класса симметрии $4mm$, кристалл SBN.

1. Введение

Исследование взаимодействия квазисолитонных световых пучков в нелинейных средах представляет интерес в связи с перспективами создания на базе таких сред устройств оптического переключения световых пучков и их адресной локализации. В последнее время появилось большое число публикаций, посвященных изучению взаимодействия световых пучков в фоторефрактивных кристаллах.

В ряде работ рассмотрено когерентное и некогерентное взаимодействие двумерных гауссовых пучков света с одинаковой линейной поляризацией в фоторефрактивном кристалле ниобата бария-стронция $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$ (SBN). Показано, что когерентное взаимодействие световых пучков может приводить как ко взаимному притяжению и полному их объединению, так и ко взаимному отталкиванию (см., напр., [1, 2]).

В работе [3] проведено сравнение результатов эксперимента по взаимодействию в кристалле SBN так называемых квадратных и прямоугольных двумерных пучков света, поляризованного параллельно оптической оси кристалла, с теоретическими результатами.

Теоретическое исследование взаимодействия ортогонально поляризованных одномерных гауссовых световых пучков в кубических оптически активных кристаллах вы-

полнено в [4, 5]. Показано, что такое взаимодействие позволяет эффективно управлять адресной локализацией квазисолитонного линейно поляризованного светового пучка вспомогательным расходящимся пучком с ортогональной поляризацией.

В [6, 7] приведена теория распространения одномерных ортогонально поляризованных солитонных световых пучков в анизотропных фоторефрактивных кристаллах, однако в этих работах основной упор сделан на поиск взаимных расположений пучков относительно внешнего электрического поля, при которых солитонный режим реализуется для обоих пучков, а проблема управления распространением одного пучка с помощью другого рассмотрена лишь косвенно.

В ряде статей (напр., [2, 8]) по изучению взаимодействия двумерных световых пучков в одноосных кристаллах в выражении для потенциала внутреннего электрического поля учитывается только дрейфовая составляющая, а диффузионной составляющей пренебрегают. Кроме того, в большинстве работ (напр., [1, 2]) рассматриваются пучки только с гауссовым распределением интенсивности.

В то же время сравнительно недавно появились работы (напр., [9]), в которых показано, что двумерные световые пучки с «плоским верхом» (flat-topped light beams), частным случаем которых являются супергауссовы пучки, обладают некоторыми преимуществами по сравнению с гауссовыми пучками. В частности, в свободном режиме распространения их расходимость в ближней зоне дифракции значительно меньше расходимости гауссовых пучков. Поэтому для создания квазисолитонного режима распространения с использованием внешнего электрического поля можно использовать электрические поля с меньшей напряженностью, чем в случае гауссовых пучков.

Особенности формирования и применения световых пучков различного вида, включая супергауссовы, исследованы в [9–11]. В научной литературе обычно рассматривают два вида двумерных супергауссовых световых

В.В.Давыдовская, В.В.Шепелевич. Мозырский государственный педагогический университет им. И.П.Шамякина, Белоруссия, 247760 Мозырь, ул. Студенческая, 28; e-mail: davalenta@inbox.ru, vasshep@inbox.ru

V.Matusevich, A.Kiessling, R.Kowarschik. 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 7 июня 2010 г., после доработки – 16 сентября 2010 г.

пучков – цилиндрические и квадратные (см., напр., [12]). Квадратные супергауссовы пучки имеют больший запас световой энергии, чем гауссовы и цилиндрические супергауссовы пучки, и требуют меньших электрических полей для фокусировки в ближней зоне дифракции.

В настоящей работе представлены результаты теоретического изучения взаимодействия двумерных ортогонально поляризованных квадратных супергауссовых пучков в кристалле SBN с учетом диффузионного и дрейфового механизмов фоторефракции и выполнено сравнение их взаимодействия со взаимодействием гауссовых пучков в тех же условиях.

2. Теория

Рассмотрим некогерентное взаимодействие двух световых монохроматических пучков, нормально падающих на лицевую грань фоторефрактивного кристалла класса симметрии 4mm, оптическая ось которого лежит в плоскости лицевой грани, а другая кристаллографическая ось направлена по нормали к этой грани внутрь кристалла.

Если считать, что естественная анизотропия кристалла намного превышает дополнительное изменение диэлектрической проницаемости, наведенное внешним электрическим полем, то такое изменение можно интерпретировать как возмущение, а в качестве невозмущенных мод светового поля пучка можно рассматривать обыкновенную и необыкновенную волны в кристалле.

Направим ось x рабочей системы координат вдоль кристаллографической оси c , являющейся оптической осью кристалла. Пусть внешнее электрическое поле \mathbf{E}_0 также направлено параллельно оптической оси c . Ось z направим вдоль кристаллографической оси a , ось y – вдоль кристаллографической оси b . Тогда из уравнений Максвелла и основных уравнений фоторефрактивного эффекта [13] с использованием ковариантного представления [14] электрооптического тензора кристалла класса 4mm нетрудно получить в паракиальном приближении следующую систему уравнений, описывающую изменение проекций векторных огибающих напряженностей электрических полей первого (A_1) и второго (A_2) световых пучков на оси x и y :

$$i \frac{\partial A_{1y}}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_o} \left(\frac{\partial^2 A_{1y}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{1y}}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_o^3}{2} A_{1y} r_{13} \left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0,$$

$$i \frac{\partial A_{1x}}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_e} \left(\frac{\partial^2 A_{1x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{1x}}{\partial y^2} \right) + \frac{k_0 n_e^3}{2} A_{1x} r_{42} \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0,$$

(1)

$$i \frac{\partial A_{2x}}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_e} \left(\frac{\partial^2 A_{2x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{2x}}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_e^3}{2} A_{2x} r_{33} \left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0,$$

$$i \frac{\partial A_{2y}}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_o} \left(\frac{\partial^2 A_{2y}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{2y}}{\partial y^2} \right) + \frac{k_0 n_o^3}{2} A_{2y} r_{42} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0,$$

Здесь k_0 – модуль волнового вектора световых пучков в вакууме; n_o и n_e – показатели преломления обыкновен-

ной и необыкновенной волн; E_0 – проекция вектора \mathbf{E}_0 на ось x ; r_{13} , r_{33} и r_{42} – компоненты электрооптического тензора кристалла; φ – переопределенный электрический потенциал, связанный с потенциалом поля пространственного заряда ϕ соотношением

$$\varphi = \phi + E_0 x \quad (2)$$

и определяемый из уравнения (см., напр., [15, 16])

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi + \nabla \ln(1 + I) \nabla \varphi - \frac{k_B T}{q} \{ \nabla^2 \ln(1 + I) + [\nabla \ln(1 + I)]^2 \} \\ = E_0 \frac{\partial}{\partial x} \ln(1 + I), \end{aligned} \quad (3)$$

в котором

$$I = \frac{n_o (|A_{1x}|^2 + |A_{2x}|^2) + n_e (|A_{1y}|^2 + |A_{2y}|^2)}{2\eta_0 I_d} \quad (4)$$

– относительная интенсивность светового поля в области некогерентного взаимодействия световых пучков; I_d – темновая интенсивность, включающая фоновую засветку; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; q – элементарный заряд; $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ [17]. Заметим, что при исследовании когерентного взаимодействия световых пучков или при определении поляризации прошедшего кристалл света следует учитывать различный набег фаз обыкновенной и необыкновенной волн при фиксированной координате z . Слагаемое в левой части уравнения (3), содержащее множитель $k_B T/q$, соответствует диффузии электронов в фоторефрактивном кристалле (диффузионное слагаемое). Выражение в правой части (3), содержащее E_0 , отвечает за дрейф электронов во внешнем электрическом поле. Поэтому режим распространения и взаимодействия световых пучков при $E_0 \neq 0$ называют дрейфовым.

Предположим, что первый пучок на входе в кристалл линейно поляризован перпендикулярно вектору напряженности внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 (обыкновенная волна), а второй пучок линейно поляризован параллельно вектору \mathbf{E}_0 (необыкновенная волна), т. е.

$$A_{1y}|_{z=0} = A_{01}, \quad A_{1x}|_{z=0} = 0,$$

$$A_{2x}|_{z=0} = A_{02}, \quad A_{2y}|_{z=0} = 0. \quad (5)$$

Численные оценки показывают, что при выполнении условий (5) на выходе кристалла SBN при типичных условиях выполняются неравенства $|A_{1x}|^2 \ll |A_{1y}|^2$, $|A_{2y}|^2 \ll |A_{2x}|^2$ и в результирующей интенсивности (4), вычисляемой на каждом шаге и определяющей связь ортогональных компонент пучков, вкладом компонент A_{1x} и A_{2y} , которые в процессе вычислений становятся отличными от нуля, можно пренебречь. Поэтому система уравнений (1) может быть приближенно заменена системой двух дифференциальных уравнений в частных производных:

$$i \frac{\partial A_{1y}}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_o} \left(\frac{\partial^2 A_{1y}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{1y}}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_o^3}{2} A_{1y} r_{13} \left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0, \tag{6}$$

$$i \frac{\partial A_{2x}}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_e} \left(\frac{\partial^2 A_{2x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{2x}}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_e^3}{2} A_{2x} r_{33} \left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0.$$

3. Численное моделирование взаимодействия двумерных световых пучков с супергауссовым и гауссовым распределениями интенсивности в фоторефрактивном кристалле SBN

При моделировании взаимодействия двумерных световых пучков в кристалле SBN мы использовали следующие параметры: $n_o = 2.36$, $n_e = 2.33$, $\lambda = 0.5145$ мкм, $r_{13} = 47$ пм/В, $r_{33} = 235$ пм/В (см., напр., [18, 19]), $E_0 = 0.8$ кВ/см, длина кристалла 30 мм, характерный размер поперечного сечения входных пучков $r_0 = 15$ мкм, расстояние между центрами пучков $\Delta = 20$ мкм. Оптическая ось кристалла направлена вдоль оси x .

Относительная интенсивность I квадратного супергауссова пучка при входе в кристалл описывается выражением (см., напр., [12, 20–22])

$$I = \frac{I_0}{I_d} \exp \left[\frac{-(x^N + y^N)}{r_0^N} \right], \tag{7}$$

где N – порядок супергауссова пучка. Отметим, что при $N = 2$ выражение (7) описывает гауссов пучок, и в этом случае r_0 называют радиусом пучка. В дальнейшем принимаем $I_0 = I_d$, т.е. максимальное значение относительной интенсивности световых пучков (7) на входе в кристалл равно единице (рис.1).

Сначала проведем анализ взаимодействия ортогонально поляризованных гауссовых ($N = 2$) световых пучков (кривые 1 и 2 на рис.2,а), смещенных относительно друг друга на расстояние $\Delta = 20$ мкм вдоль направления вектора напряженности внешнего электрического поля E_0 без учета диффузионного слагаемого в уравнении для потенциала. Пучок 1 поляризован перпендикулярно вектору напря-

женности внешнего электрического поля, пучок 2 – параллельно этому вектору. Точка А на рис.2 обозначает начальное положение центра пучка 1 на входе в кристалл, точка В – начальное положение центра пучка 2. Горизонтальная штриховая линия (рис.2,б,г,е) и пересекающиеся сплошные линии (рис.2,в,д,ж) проведены для удобства сравнения положений пучков на входе и выходе из кристалла.

Если на выходе из кристалла пренебречь интенсивностью пучка 1, который практически полностью рассеивается и его можно считать вспомогательным, то пучок 2 можно считать результирующим пучком. В результате притяжения взаимодействующих пучков квазисолитонный пучок 2 отклоняется и на выходе из кристалла практически занимает положение пучка 1 (рис.2,в), который сильно рассеивается, но при этом играет роль управляющего пучка (рис.2,б). В отсутствие пучка 1 и без учета диффузии электронов в кристалле отклонения пучка 2 не наблюдается. При увеличении расстояния между центрами пучков до 35 мкм притяжение пучков ослабевает и положение пучка 2 на выходе из кристалла лишь незначительно изменяется (рис.2,г,д) по сравнению с первоначальным. Дальнейшее увеличение Δ ($\Delta = 40$ мкм, рис.2,е,ж) приводит к появлению слабого отталкивания пучков, а при $\Delta > 100$ мкм воздействие пучка 1 на пучок 2 практически прекращается.

Взаимное притяжение и отталкивание световых пучков при некогерентном взаимодействии в зависимости от расстояния между ними исследовалось также в [23] в случае одинаковой линейной поляризации пучков. Если в уравнении для потенциала учесть слагаемые, отвечающие за диффузию электронов в кристалле, то при $\Delta = 20$ мкм можно наблюдать дополнительный сдвиг пучка вдоль оси x в направлении, противоположном направлению вектора напряженности внешнего электрического поля, за счет возникающего при учете диффузии самоотклонения пучка. Направление сдвига пучка 2 в результате взаимодействия пучков (рис.2,б,в) совпадает с направлением сдвига этого пучка за счет самоотклонения, поэтому смещение квазисолитонного пучка 2 в сторону пучка 1 возрастает (рис.3,а,б,в) по сравнению со смещением, показанным на рис.2. В случае $\Delta = 40$ мкм, когда происходит отталкивание пучков вследствие их взаимодействия (рис.2,е,ж), направления вышеописанных сдвигов противоположны, поэтому смещение пучка 2 вдоль оси x , обусловленное взаимодействием пучков, компенсируется сдвигом в результате самоотклонения пучка, и отталкивания пучков почти не наблюдается (рис.3,г,д). На рис.4 представлены результаты расчета взаимодействия квадратных супергауссовых ($N = 10$) ортогонально поляризованных световых пучков, смещенных относительно друг друга вдоль направления вектора напряженности внешнего электрического поля E_0 ($\Delta = 20$ мкм).

Процессы самоотклонения (за счет диффузии) и смещения (за счет взаимодействия) пучков наблюдаются и при их смещении относительно друг друга в направлении, перпендикулярном направлению вектора напряженности внешнего электрического поля. Однако в этом случае самоотклонение пучков происходит вдоль оси x в направлении, противоположном направлению вектора напряженности внешнего электрического поля, а отклонение пучков за счет взаимодействия происходит вдоль оси y в сторону пучка 1, и вследствие суперпозиции этих эффектов пучок 2 смещается в сторону от оси x (рис.5).

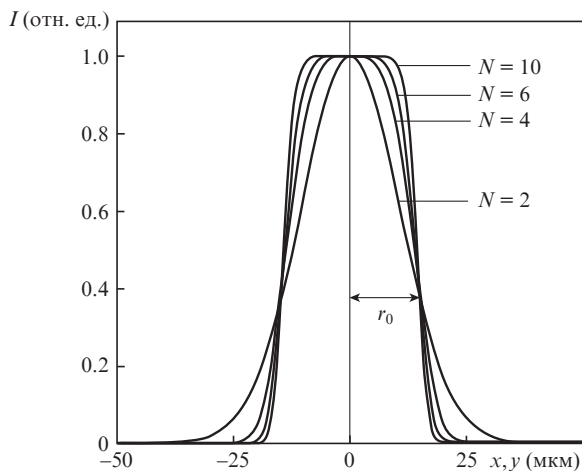


Рис.1. Профили поперечных сечений супергауссовых пучков различных порядков.

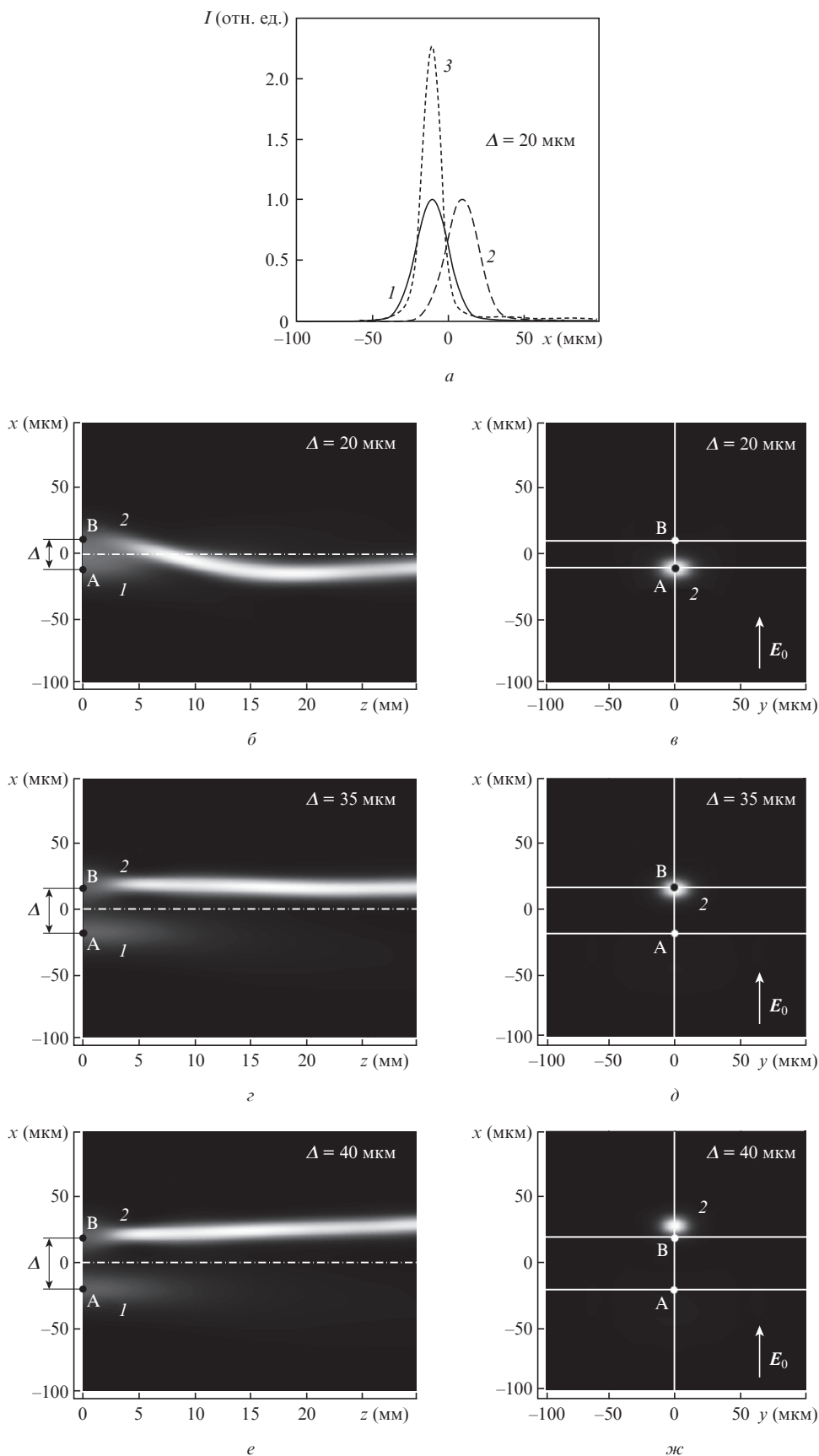


Рис.2. Результаты расчета взаимодействия гауссовых световых пучков, центры которых смещены относительно друг друга на расстояние Δ параллельно вектору внешнего электрического поля, без учета диффузии электронов в кристалле: сечения гауссовых пучков на входе в кристалл (1, 2) и результирующего пучка на выходе из кристалла (3) плоскостью, параллельной плоскости xz и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности (а); распределение светового поля по толщине кристалла (б, г, е); положение квазисолитонного пучка 2 на выходе из кристалла (в, д, ж).

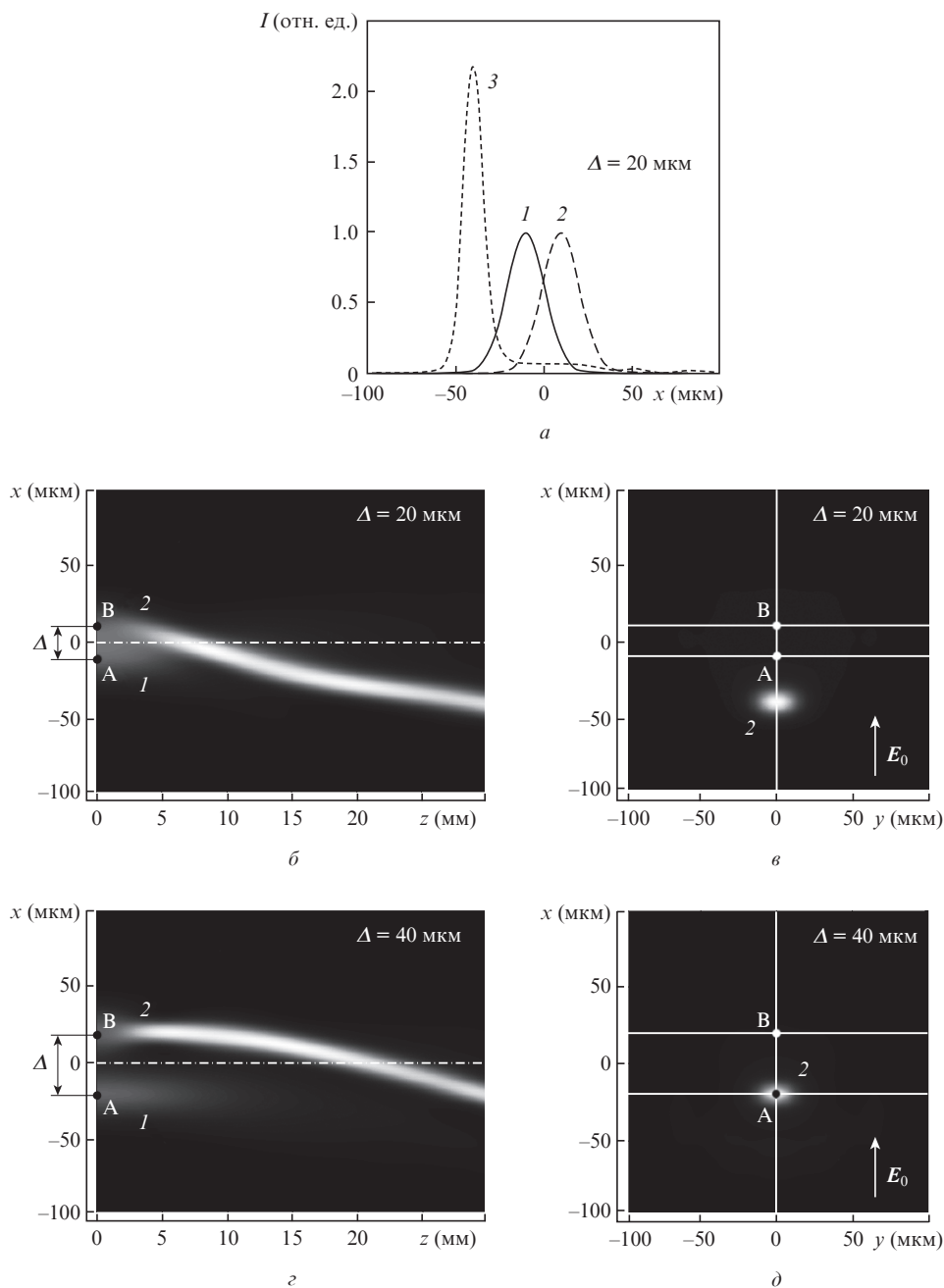


Рис.3. Результаты расчета взаимодействия гауссовых световых пучков, центры которых смещены относительно друг друга на расстояние Δ параллельно вектору внешнего электрического поля, с учетом диффузии электронов: сечения гауссовых пучков на входе в кристалл (1,2) и результирующего пучка на выходе из кристалла (3) плоскостью, параллельной плоскости xz и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности (а); распределение светового поля по толщине кристалла (б,г); положение квазисолитонного пучка 2 на выходе из кристалла (в,д).

Из рис.2–5 видно, что гауссовы и супергауссовы пучки при вышеописанных параметрах ведут себя схожим образом, однако в их поведении присутствуют и некоторые различия. Например, при рассмотрении взаимодействия гауссовых световых пучков без учета диффузии электронов в кристалле при выбранных параметрах (рис.2,б) оптимальная длина кристалла z равна 15 мм, т. к. при $z > 15$ мм отклонение пучка 2 в сторону пучка 1 практически прекращается; для супергауссовых пучков (рис.4,а) оптимальное значение $z = 25$ мм. Также можно отметить, что супергауссов световой пучок 2 смещается под действием пучка 1 сильнее (рис.5,в,г), чем гауссов пучок (рис.5,а,б).

Световые пучки с профилями интенсивности, близкими к прямоугольному (в нашем случае – супергауссо-

вы), выгоднее использовать при малой толщине кристалла, т. к. на начальных стадиях прохождения через кристалл профили этих пучков значительно деформируются, что может привести к существенному увеличению интенсивности пучка, т. е. к дополнительной фокусировке, не проявляющейся для гауссовых пучков. Однако при использовании супергауссовых пучков есть и некоторые проблемы: уже при $N > 5$ наблюдается увеличение числа «пульсаций» на краях профиля пучка, что вносит дополнительную погрешность в результаты расчетов [24].

Было установлено, что при распространении пучка 2 в кристалле толщиной 10 мм без воздействия на него пучка 1 и в отсутствие внешнего электрического поля в случае гауссова пучка наблюдается монотонное уменьшение

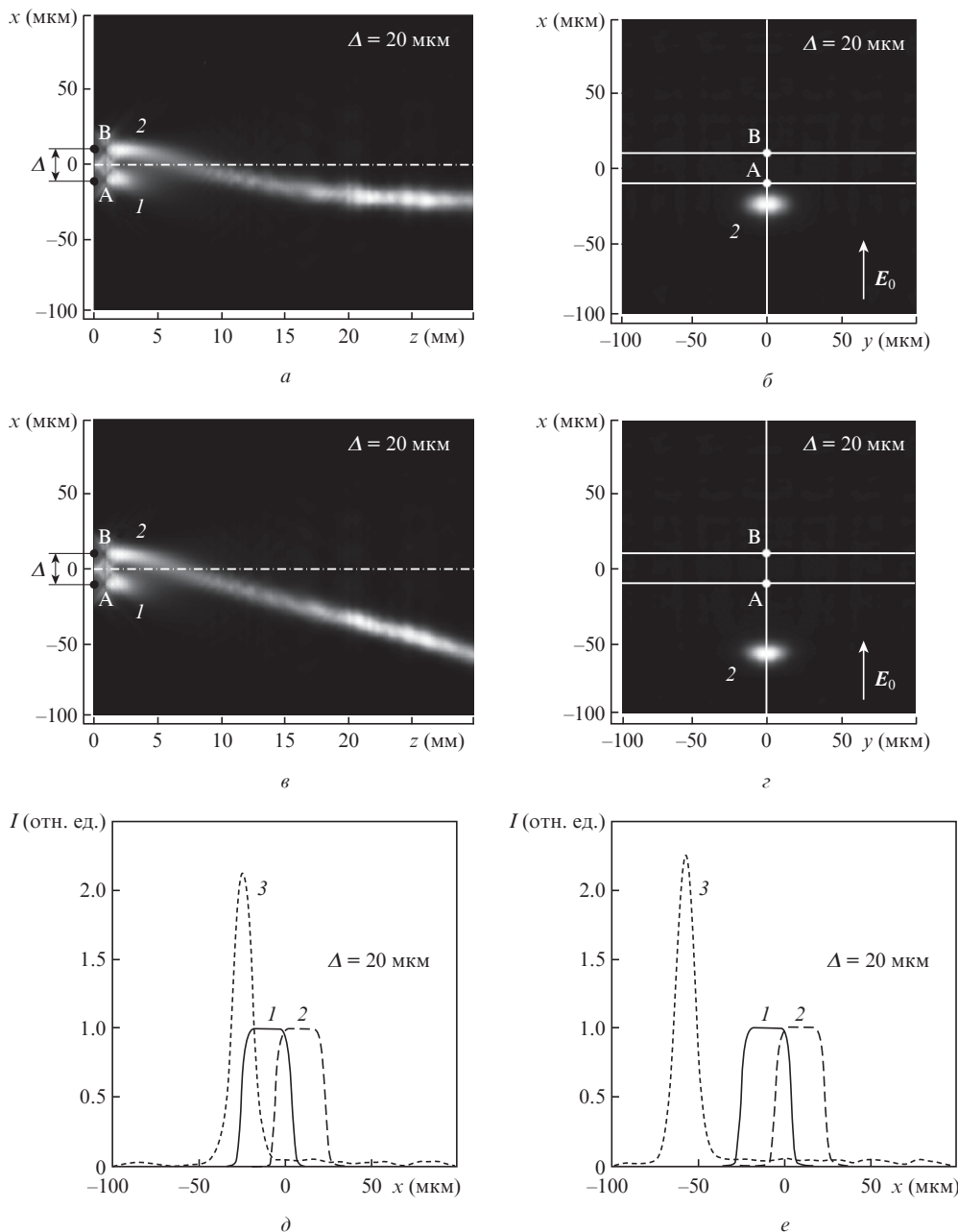


Рис.4. Результаты расчета взаимодействия супергауссовых световых пучков, смещенных относительно друг друга в направлении, параллельном вектору внешнего электрического поля: распределение светового поля по толщине кристалла без учета (а) и с учетом (б) диффузии электронов; положение квазисолитонного пучка 2 на выходе из кристалла без учета (б) и с учетом (з) диффузии; сечения пучков плоскостью, параллельной плоскости xz и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности без учета (д) и с учетом (е) диффузии (сечения супергауссовых пучков на входе в кристалл (1,2), сечение результирующего пучка на выходе из кристалла (3)).

его максимальной относительной интенсивности, а для супергауссова пучка возникает дополнительная самофокусировка, которая достигает максимума при $z = 1.8$ мм. Такая дополнительная самофокусировка квадратных супергауссовых световых пучков, имеющая место в области $0 < z < 4$ мм, влияет на результат их взаимодействия. Для исследования этого эффекта рассмотрим взаимодействие ортогонально поляризованных гауссовых и супергауссовых световых пучков с ранее принятыми параметрами и $\Delta = 20$ мкм в дрейфовом режиме без учета диффузии электронов в кристалле. Внешнее электрическое поле E_0 примем равным 0.8 кВ/см, а координату внутри кристалла выберем равной 1.8 мм, т. к. именно при таком значении z наблюдается максимальная дополнительная

самофокусировка уединенного супергауссова пучка, распространяющегося в кристалле.

В результате взаимодействия гауссовы пучки при $z = 1.8$ мм объединяются (рис.6,а,в), тогда как для супергауссовых пучков полного объединения пучков не наблюдается (рис.6,б,з), интенсивность пучков увеличивается в 3–3.5 раза и при этом каждый пучок продолжает фокусироваться самостоятельно.

После взаимодействия гауссовых световых пучков объединенный пучок становится асимметричным (рис.6,в, кривая 3) – правая часть огибающей более крутая, чем левая. Поскольку условия для дифрагированных лучей справа ближе к полному внутреннему отражению, чем слева, то в результате дальнейшего распространения пучок откло-

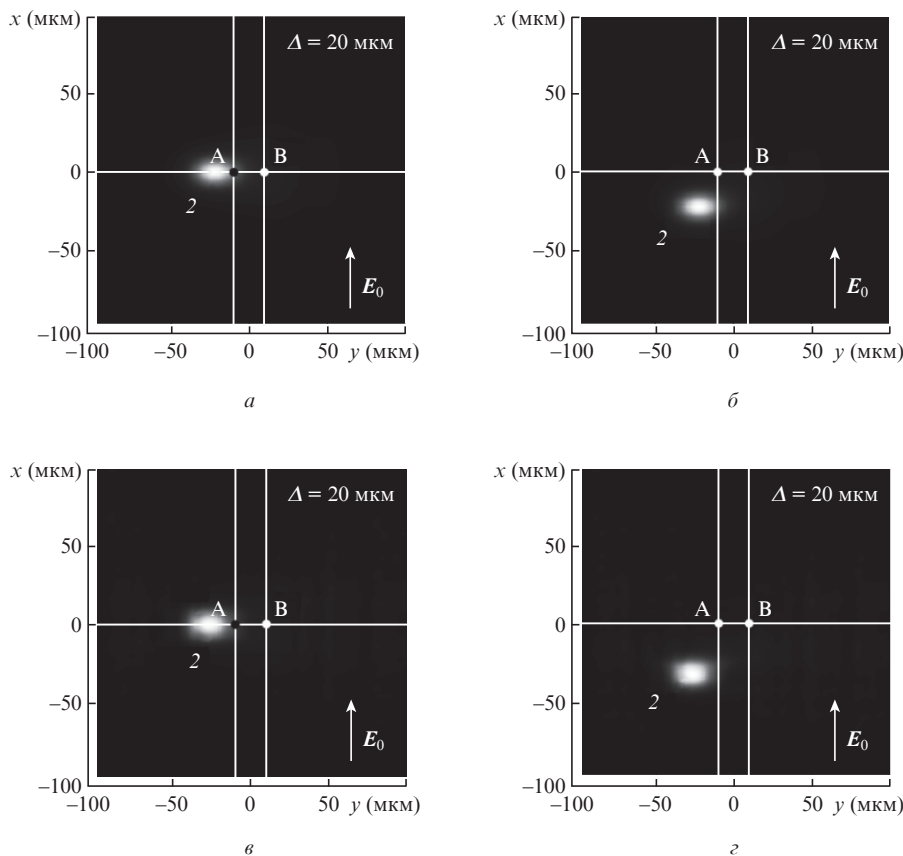


Рис.5. Результаты расчета взаимодействия световых пучков, смещенных относительно друг друга в направлении, перпендикулярном вектору внешнего электрического поля: для гауссовых пучков – положение квазисолитонного пучка 2 на выходе из кристалла без учета (а) и с учетом (б) диффузии электронов; для супергауссовых пучков – положение квазисолитонного пучка 2 на выходе из кристалла без учета (в) и с учетом (г) диффузии.

няется влево вдоль оси x , если смотреть навстречу пучку (рис.2,в), или вправо, если смотреть в хвост пучка (рис.2,б).

Такая же ситуация имеет место и при взаимодействии квадратных супергауссовых пучков (из рис.6,з видно, что максимальная интенсивность правого пучка больше, чем левого, а правая часть огибающей распределения суммарной интенсивности вдоль оси x более крутая, чем левая, что определяет более значительное отклонение пучков за счет взаимодействия (рис.4,в), чем в случае гауссовых пучков (рис.3,в)).

Здесь уместно напомнить, что светлые пространственные солитоны распространяются в нелинейной среде без дифракции при условии, что показатель преломления в области пучка больше, чем в соседних областях. Имеющая при этом место самофокусировка пучка, компенсирующая его дифракционную расходимость, также объясняется полным внутренним отражением световых лучей при их дифракции.

4. Заключение

В работе исследованы особенности распространения и взаимодействия ортогонально поляризованных гауссовых и квадратных супергауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле SBN, помещенном во внешнее электрическое поле.

Показано, что при взаимодействии световых пучков с ортогональными поляризациями один из пучков сохраняет квазисолитонный характер распространения и испытывает отклонение под воздействием другого пучка,

который сильно рассеивается, но играет роль управляющего пучка.

Установлено, что учет диффузионного слагаемого в уравнении для потенциала приводит к дополнительному сдвигу световых пучков вдоль оси x в направлении, противоположном направлению внешнего электрического поля.

Найдены оптимальные толщины кристалла, при которых отклонение квазисолитонного светового пучка в случае взаимодействия двумерных ортогонально поляризованных световых пучков будет наибольшим.

Установлены различия в распространении и взаимодействии гауссовых и супергауссовых двумерных световых пучков. Отмечено, что квадратные супергауссовые пучки требуют меньших электрических полей для фокусировки в ближней зоне дифракции, чем гауссовы и цилиндрические супергауссовы, а цилиндрические супергауссовы пучки фокусируются в ближней зоне при меньших электрических полях, чем гауссовы. К недостатку использования супергауссовых пучков при $N > 5$ можно отнести их пространственную неустойчивость в дальней зоне дифракции.

Полученные результаты могут быть использованы для управляемой самофокусировки световых пучков и представляют интерес для создания оптических устройств адресного переключения позиции пучков. Они также могут стимулировать экспериментальные исследования по изучению распространения и взаимодействия в фоторефрактивных кристаллах световых пучков произвольных профилей, отличных от гауссовых.

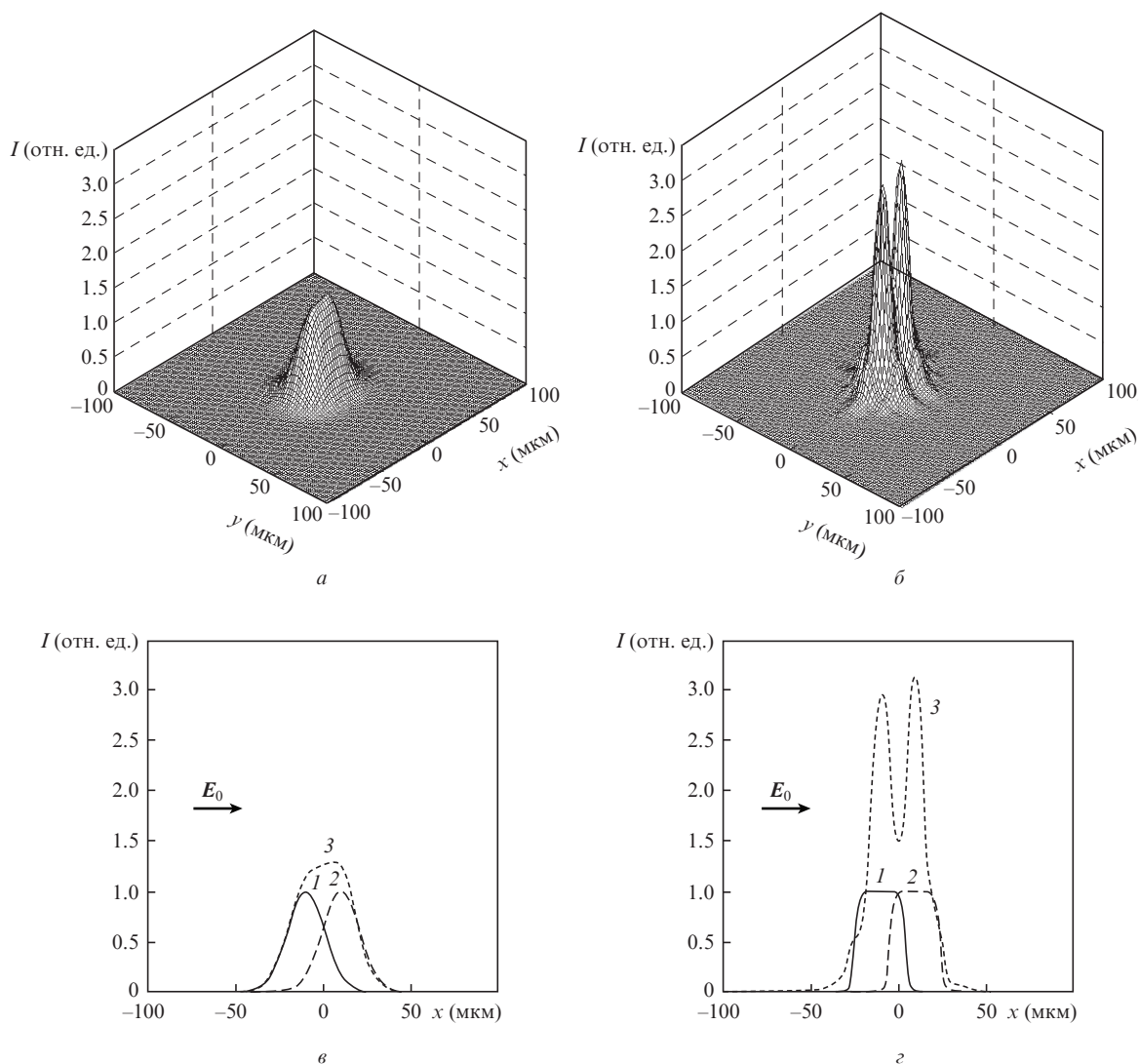


Рис.6. Результаты расчета взаимодействия ортогонально поляризованных гауссовых и супергауссовых световых пучков, смещенных относительно друг друга в направлении, параллельном вектору внешнего электрического поля, без учета диффузии электронов в кристалле: гауссовы пучки на выходе из кристалла (а); супергауссовы пучки на выходе из кристалла (б); сечения гауссовых пучков на входе в кристалл (1, 2) и объединенного пучка на выходе из кристалла (3) плоскостью, параллельной плоскости xz и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности (в); сечения супергауссовых пучков на входе в кристалл (1, 2) и объединенного пучка на выходе из кристалла (3) плоскостью, параллельной плоскости xz и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности (г).

- Królikowski W., Luther-Davies B., Kivshar Y. *Opt. Electron. Rev.*, **9**, 287 (2001).
- Królikowski W., Luther-Davies B., Denz C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 3 (2003).
- Khmelnitsky D., Matusevich V., Kiessling A., Kowarschik R., Ryzhova V.V., Shepelevich V.V., Zagorskiy A.E. *Ferroelectrics*, **390**, 18 (2009).
- Шепелевич В.В., Голуб А.А., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В. *Квантовая электроника*, **35**, 352 (2005).
- Shepelevich V.V., Golub A.A., Kowarschik R., Kiessling A., Matusevich V. *Appl. Phys. B*, **90**, 149 (2008).
- Segev M., Valley G.C., Singh S.R., Carvalho M.I., Christodoulides D.N. *Opt. Lett.*, **17**, 64 (1995).
- Singh S.R., Carvalho M.I., Christodoulides D.N. *Opt. Lett.*, **21**, 77 (1995).
- Tiemann M., Halfmann T., Tschudi T. *Opt. Commun.*, **282**, 612 (2009).
- Yajun L. *J. Modern Opt.*, **50**, 1957 (2003).
- Dickey F.M., Holswade S.C. *Laser Beam Shaping Theory and Techniques* (New York: Marcel Dekker Inc., 2000).
- Dorner C., Zuegel J.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1268 (2007).
- Henderson B.G., Mansell J.D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt Eng.*, **7093**, 10 (2008).
- Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odoulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
- Барковский Л.М., Федоров Ф.И. *Кристаллография*, **10**, 174 (1965).
- Królikowski W., Luther-Davies B., Denz C., Petter J., Weillau C., Stepken A., Belić M. *Appl. Phys. B*, **68**, 975 (1999).
- Motzek K., Stepken A., Kaiser F., Belić M.R., Ahles M., Weillau C., Denz C. *Opt. Commun.*, **197**, 3161 (2001).
- Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
- Ducharme S., Feinberg J., Neurgaonkar R. *Quantum Electron.*, **23**, 2116 (1987).
- Weber M.J. *Handbook of Optical Materials* (New York: CRC Press, 2003).
- Garcia Quirino G.S., Irube Castillo M.D., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V. *Opt. Commun.*, **123**, 597 (1996).
- Roychoudhuri C., Kracklauer A.F., Creath K. *The Nature of Light: What is a Photon? (Optical Science and Engineering)* (Boca Raton: CRC Press/Taylor & Francis, 2008).
- Cheng Y.-K., Lu Y.-H., Tien C.-H., Shieh H.-P. *J. Display Technol.*, **5**, 66 (2009).
- Królikowski W., Denz C., Stepken A., Saffman M., Luther-Davies B. *Quantum Semiclass. Opt.*, **10**, 823 (1998).
- Parent A., Morin M., Lavigne P. *Opt. Quantum Electron.*, **24**, S1071 (1992).