

Векторный анализ интерференции парных компланарных пучков с линейной или круговой поляризацией

С.Н. Хонина^{1,2}, А.В. Устинов¹, А.П. Порфирьев^{1,2}

¹ Институт систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт», 443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

В работе с помощью формализма фокусировки Ричардса–Вольфа численно исследована многолучевая интерференция двух и четырёх световых пучков с линейной или круговой поляризацией с различной ортогональностью и ориентацией вектора поляризации. Показана возможность формирования световых полей с периодически повторяющейся структурой поляризации. В частности, установлено, что при фокусировке четырёх равноудалённых от оптической оси пучков с изменяющейся ориентацией линейной поляризации, имитирующей изменение вектора поляризации в одиночном радиально или азимутально поляризованном пучке, формируются периодические световые поля. Поляризационное распределение таких полей фактически представляет собой набор поляризационных сингулярностей, соответствующих радиально и азимутально поляризованным пучкам. Предложенный подход не требует изготовления сложных субволновых решёток, элементов на их основе или модового сложения световых полей за счёт дифракционных оптических элементов или пространственных модуляторов света. Сформированные световые поля позволяют существенно ускорить процесс лазерной обработки тонких плёнок светочувствительных материалов с целью создания массивов различных упорядоченных нано- и микроструктур.

Ключевые слова: поляризация, многопучковая интерференция, круговая поляризация, линейная поляризация, формулы Ричардса–Вольфа.

Цитирование: Хонина, С.Н. Векторный анализ интерференции парных компланарных пучков с линейной или круговой поляризацией / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, А.П. Порфирьев // Компьютерная оптика. – 2024. – Т. 48, № 6. – С. 858-867. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1510.

Citation: Khonina SN, Ustinov AV, Porfirev AP. Vector analysis of the interference of paired coplanar beams with linear or circular polarization. Computer Optics 2024; 48(6): 858-867. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1510.

Введение

В настоящее время световые поля с неоднородным состоянием поляризации всё чаще используются для решения задач оптической микроскопии, лазерной обработки материалов, лазерного манипулирования, голографии, а также оптических коммуникаций [1–4]. При этом для формирования таких структурированных световых полей необходимо использовать достаточно сложные в изготовлении субволновые решётки [5], основанные на них метаповерхности [6] и металлинзы [7] либо подходы на основе модового сложения двух ортогонально поляризованных световых полей [8]. Последний из упомянутых подходов реализуется как с помощью динамических пространственных модуляторов света [9], так и с помощью дифракционных оптических элементов [10]. Последние хотя и обладают большим порогом повреждения, что позволяет использовать их с мощными лазерными импульсами, всё же проигрывают в своей функциональности современным модуляторам света и в большинстве случаев более требовательны к юсти-

ровке. Относительно простые профили неоднородно поляризованных световых полей могут быть сформированы при использовании различных секторных поляризующих пластинок, которые состоят либо из повернутых поляризационных плёнок, либо двулучепреломляющих кристаллов с повернутыми осями [11]. К недостаткам таких элементов относятся возникновение эффектов дифракции на стыках секторов, а также относительно небольшой набор типов неоднородно поляризованных полей, которые могут быть сформированы с их помощью. Также качество сформированных полей существенно ниже по сравнению с рассмотренными выше методами на основе субволновых решёток и модового сложения.

В то же время существуют и достаточно простые методы формирования неоднородно поляризованных световых полей с периодически повторяющейся структурой. Такие структурированные световые поля особенно интересны с точки зрения применения их в задачах лазерной обработки материалов и лазерного манипулирования, так как позволяют существенно ускорить процесс обработки материала или процесс

захвата и перемещения множества нано- и микрообъектов [12, 13]. К таким методам относится метод многопучковой интерференции линейно или циркулярно поляризованных пучков. При этом, изменяя относительную ортогональность состояний поляризации пучков или их ориентацию, можно формировать различные профили поляризации с периодичностью, зависящей от угла схождения пучков. Такой подход не требует использования специальных оптических элементов, но даёт широкие возможности по динамическому управлению структуре поляризации поля.

Ранее было показано, что с использованием двух и более интерферирующих пучков с заданными свойствами можно быстро формировать двумерные или трехмерные дифракционные структуры в фоточувствительных материалах [14–20]. Причем все чаще появляются исследования влияния состояния поляризации различных пучков на формирование рельефа в поляризационно зависимых материалах [21–26].

В большинстве работ анализируется влияние геометрического расположения интерферирующих пучков и их поляризационного состояниями на контраст формируемого рельефа [27–30]. При этом часто рассматривается ТЕ- или ТМ-поляризация пучков по отношению к радиус-вектору, соединяющему начало координат входной плоскости и центр положения соответствующего пучка. Таким образом, при многопучковой интерференции исследуется влияние линейной поляризации с определенной конфигурацией. Отметим, что наилучший контраст при литографии был предсказан для структур, сформированных компланарными (диаметрально разнесенными относительно центра координат) парами пучков [24, 29, 30] с ТЕ-поляризацией, соответствующей азимутальной конфигурации. При структурировании поляризационно чувствительных материалов лучший контраст обеспечивается за счет интерференции пучков с ортогональной круговой или диагональной поляризацией в зависимости от полимера [23–26].

В данной работе мы анализируем влияние различных сочетаний поляризации не только на распределение интенсивности интерференционного поля, в том числе в отдельных компонентах, но и на распределение состояния поляризации. Получены аналитические выражения для интерференции для двух и четырех пучков от точечных источников в формализме фокусировки Ричардса–Вольфа. Рассмотрены несколько частных случаев, обеспечивающих определенную симметрию формируемых полей, которые проиллюстрированы результатами численного моделирования. Полученные результаты планируется использовать в экспериментах по обработке тонких плёнок поляризационно чувствительных материалов, таких как азополимеры и халькогенидные стёкла, которые широко используются в интегральной оптике и фотонике.

1. Теоретические основы

Рассмотрим набор точечных источников, реализованных, например, как отверстия в черном экране, в следующем виде:

$$\mathbf{F}(x, y) = \sum_{p=1}^P a_p \mathbf{c}_p \delta(x - x_p, y - y_p), \quad (1)$$

где $\delta(x, y)$ – дельта-функция, a_p – весовые коэффициенты (в общем случае комплексные), $\mathbf{c}_p = (c_{xp}, c_{yp})^T$ – вектор поляризации.

Как правило, рассматривается интерференция плоских волн, созданных набором источников. Однако поле (1) может быть также сфокусировано как обычными линзами, так и объективами.

При взаимодействии излучения с веществом важно не только амплитудное фазовое распределение поля вблизи поверхности воздействия, но и поляризационное состояние [31–33], а также покомпонентное соотношение [34–36]. Компоненты векторов электрического поля при фокусировке можно вычислить по формулам Ричардса–Вольфа [37, 38]:

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_0^{\Theta} \int_0^{2\pi} T(\theta) F(\theta, \phi) \mathbf{P}(\theta, \phi) \times \exp[ik(r \sin \theta \cos(\phi - \varphi) + z \cos \theta)] \sin \theta d\theta d\phi, \quad (2)$$

где

$$\mathbf{P}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} A(\theta, \phi) & C(\theta, \phi) \\ C(\theta, \phi) & B(\theta, \phi) \\ -D(\theta, \phi) & -E(\theta, \phi) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} c_x(\theta, \phi) \\ c_y(\theta, \phi) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

В выражении (3)

$$\begin{pmatrix} c_x(\theta, \phi) \\ c_y(\theta, \phi) \end{pmatrix} -$$

вектор поляризационных коэффициентов входного поля и приняты следующие обозначения:

$$\begin{aligned} A(\theta, \phi) &= 1 + \cos^2 \phi (\cos \theta - 1), \\ B(\theta, \phi) &= 1 + \sin^2 \phi (\cos \theta - 1), \\ C(\theta, \phi) &= \sin \phi \cos \phi (\cos \theta - 1), \\ D(\theta, \phi) &= \cos \phi \sin \theta, \\ E(\theta, \phi) &= \sin \phi \sin \theta. \end{aligned} \quad (4)$$

В выражениях (2)–(4) (r, φ, z) – цилиндрические координаты в фокальной области, (θ, ϕ) – сферические угловые координаты на выходе зрачка фокусирующей системы, $\sin(\Theta) = NA$ – числовая апертура системы, $F(\theta, \phi)$ – пропускающая (входная) функция, $T(\theta)$ – функция аподизации, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения, f – фокусное расстояние.

В сферических координатах поле (1) примет следующий вид:

$$F(\theta, \phi) = \sum_{p=1}^P a_p \mathbf{c}_p \delta(\theta - \theta_p, \phi - \phi_p). \quad (5)$$

Далее из соображений симметрии будем считать, что набор точек (5) располагается на кольце радиусом $\rho_0 = f \sin \theta_0$. Тогда функция (5) имеет зависимость только от угла ϕ :

$$F(\phi) = \sum_{p=1}^P a_p \mathbf{c}_p \delta(\phi - \phi_p). \quad (6)$$

$$\begin{aligned} E_{xp}(r, \varphi, 0) &= F(\phi_p) \left[(1 - \cos^2 \phi_p (1 - \cos \theta_0)) c_{xp} - \sin \phi_p \cos \phi_p (1 - \cos \theta_0) c_{yp} \right] \exp(ikr \sin \theta_0 \cos(\phi_p - \varphi)), \\ E_{yp}(r, \varphi, 0) &= F(\phi_p) \left[(1 - \sin^2 \phi_p (1 - \cos \theta_0)) c_{yp} - \sin \phi_p \cos \phi_p (1 - \cos \theta_0) c_{xp} \right] \exp(ikr \sin \theta_0 \cos(\phi_p - \varphi)), \\ E_{zp}(r, \varphi, 0) &= F(\phi_p) \left[-\sin \theta_0 (\cos \phi_p \cdot c_{xp} + \sin \phi_p \cdot c_{yp}) \right] \exp(ikr \sin \theta_0 \cos(\phi_p - \varphi)). \end{aligned} \quad (8)$$

Из выражения (8) видно, что даже в случае принятого условия симметрии возможно существенное изменение распределения в компонентах поля за счет поляризационных коэффициентов $\mathbf{c}_p = (c_{xp}, c_{yp})^T$.

Далее мы рассмотрим некоторые частные случаи и иллюстрирующие их результаты моделирования для невысокой числовой апертуры (когда $\cos \theta_0 \approx 1$).

2. Анализ частных случаев и моделирование

Очевидно, что наиболее простым случаем является интерференция двух пучков. Однако если сложить два выражения вида (8) при произвольных ϕ_1 и ϕ_2 , то общее поле не будет иметь каких интересных особенностей. Поэтому рассмотрим суперпозицию с определенной симметрией также по углу ϕ .

2.1. Суперпозиция для двух горизонтально разнесенных пучков

Рассмотрим наиболее простой для аналитических выкладок случай, когда $\phi_1 = 0^\circ$, $\phi_2 = 180^\circ$. Отметим, что результат будет аналогичным для любой пары диаметрально противоположных (компланарных) точек с точностью до поворота.

Для двух горизонтально разнесенных пучков получим:

$$\begin{aligned} E_x &= \cos \theta_0 \cdot [c_{x1} \cdot \exp(i\alpha x) + c_{x2} \cdot \exp(-i\alpha x)], \\ E_y &= c_{y1} \cdot \exp(i\alpha x) + c_{y2} \cdot \exp(-i\alpha x), \\ E_z &= -\sin \theta_0 \cdot [c_{x1} \cdot \exp(i\alpha x) + c_{x2} \cdot \exp(-i\alpha x)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь, кроме обозначения $\alpha = k \sin \theta_0$, использованы формулы приведения, равенства $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$. Из выражения (9) видно, что зависимости всех трёх компонент *одномерные*: только от переменной x . Таким образом, формируется одномерная решетка. Кроме того, можно заметить, что x - и z -компоненты поля зависят только от x -компонент вектора поляризации, а y -компонента – только от его y -компонент.

Интерференцию двух пучков с различной поляризацией часто используют для исследования фотоиндуцированных свойств материалов при форми-

ровании одномерных решеток с различным контрастом [23–26].

После подстановки функции (6) в (2) получим:

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = -\frac{if}{\lambda} \sum_{p=1}^P A_p \mathbf{E}_p(r, \varphi, z). \quad (7)$$

В формуле (7) $A_p = a_p T(\theta_0) \sin(\theta_0)$, $\mathbf{E}_p = (r, \varphi, z)$ – результат фокусировки для каждого отдельного источника, которые в фокальной плоскости ($z = 0$) принимают следующий вид:

Далее приведём несколько примеров с разными поляризационными векторами.

При моделировании вместо точечных отверстий в черном экране мы использовали набор гауссовых пучков: $G(x, y) = \exp(-(x^2 + y^2) / \sigma^2)$. Параметры расчета: длина волны $\lambda = 1$ мкм, размер входного поля – 200×200 мкм, $\sigma = 10$ мкм, размер выходного поля – 16×16 мкм. Фокусировка с числовой апертурой $NA = 0,15$.

Пример 2.1.1

$$\mathbf{c}_2 = \mathbf{c}_1.$$

При одинаковых векторах поляризации в обоих пучках выражения становятся особенно простыми благодаря формулам Эйлера. При подстановке в (9) получаем

$$\begin{aligned} E_x &= 2c_{x1} \cos \theta_0 \cos(\alpha x), \\ E_y &= 2c_{y1} \cos(\alpha x), \\ E_z &= -2c_{x1} i \sin \theta_0 \sin(\alpha x). \end{aligned} \quad (10)$$

С учетом параксиальности ($\cos \theta_0 \approx 1$) можно считать, что поле сохраняет исходную поляризацию пучков. На рис. 1 показаны результаты моделирования для двух гауссовых пучков, смещённых во входной плоскости относительно друг друга по горизонтали с одинаковой линейной x -поляризацией:

$$\begin{aligned} [G(x - x_0, y) + G(x + x_0, y)] \mathbf{e}_x, \quad x_0 = 80 \text{ мкм}, \\ \mathbf{e}_x = (1, 0)^T. \end{aligned}$$

В этом случае, вместо (10), получим:

$$\begin{aligned} E_x &= 2c_{x1} \cos \theta_0 \cos(\alpha x), \\ E_y &= 0, \\ E_z &= -2c_{x1} i \sin \theta_0 \sin(\alpha x). \end{aligned} \quad (11)$$

Как следует из (11), y -компонента будет отсутствовать, а x - и z -компоненты будут меняться в

противофазе. Причем с учетом параксиальности интенсивность продольной компоненты будет мала, а также исходная поляризация полностью сохраняется (рис. 1д). При острой фокусировке ситуация значительно изменится, так как усилятся про-

дольная компонента, что приведет к понижению контраста решетки. Высокий контраст интерференции одинаково поляризованных пучков в этом случае обеспечивается только для у-поляризованных пучков [39, 40].

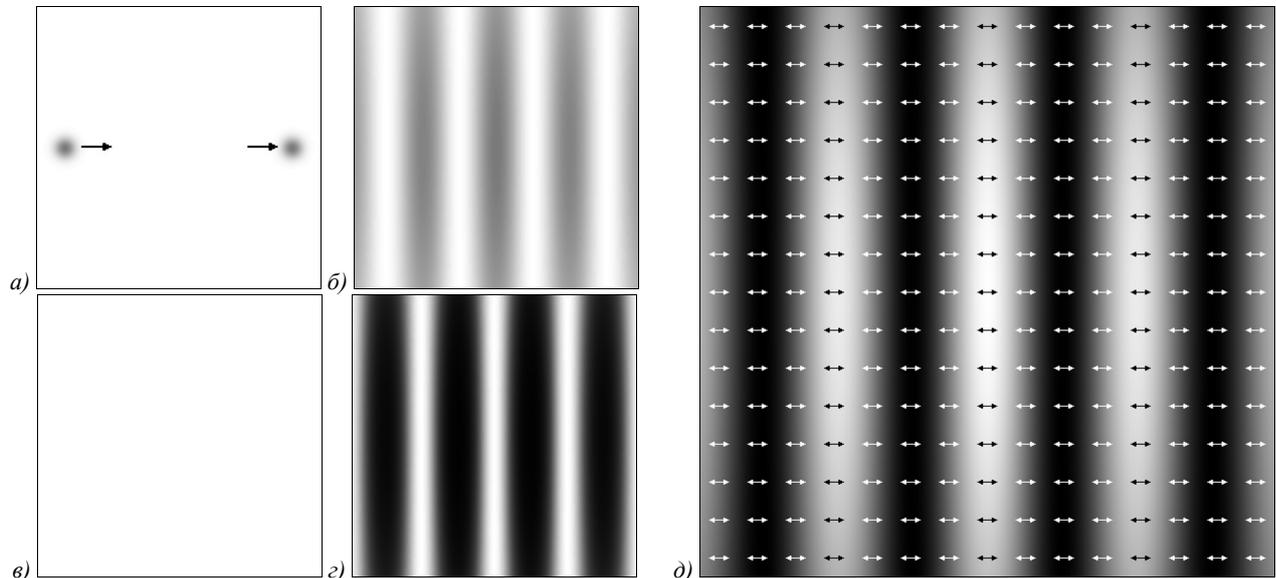


Рис. 1. Результаты моделирования для двух гауссовых пучков с одинаковой линейной x-поляризацией: вид входного поля (а), распределения интенсивности x-, y-, z-компонент (б, в, г) и общей интенсивности (д), где стрелками показано состояние поляризации

Пример 2.1.2

$$c_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}, \quad c_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}.$$

В случае интерференции двух пучков с противоположными круговыми поляризациями получаем:

$$\begin{aligned} E_x &= \sqrt{2} \cos \theta_0 \cdot \cos(\alpha x), \\ E_y &= -\sqrt{2} \sin(\alpha x), \\ E_z &= -\sqrt{2} i \sin \theta_0 \cdot \sin(\alpha x). \end{aligned} \tag{12}$$

Здесь произошло преобразование поляризации: она стала *линейной*. Причем направление поляризации периодически меняется в соответствии с параметром α (рис. 2д). Данный факт отмечался ранее в работах [19, 23] и использовался для структурирования поляризационно чувствительных материалов [39–42]. Отметим, что в данном случае общая интенсивность близка в параксиальном случае к равномерному распределению (рис. 2д). Это происходит из-за сложения интенсивностей поперечных компонент, меняющихся в противофазе. В работе [39] также отмечался довольно низкий контраст решеток формируемых в этом случае по сравнению с интерференцией у-поляризованных пучков. Однако при острой фокусировке проявится рельеф решетки, так как энергия из x-компоненты перераспределится в продольную компоненту, усилив у-компоненту [40].

Пример 2.1.3

$$c_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad c_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

В данном примере рассмотрены ортогональные линейные поляризации. Здесь преобразования по формулам Эйлера не происходит, зато одно из слагаемых каждой компоненты в (9) обращается в нуль:

$$\begin{aligned} E_x &= \cos \theta_0 \cdot \exp(i\alpha x), \\ E_y &= \exp(-i\alpha x), \\ E_z &= -\sin \theta_0 \cdot \exp(i\alpha x). \end{aligned} \tag{13}$$

Интенсивность каждой из компонент *не зависит* от x (рис. 3б, в, г), а полная интенсивность не зависит от θ_0 . Таким образом, амплитудная структура решетки в этом случае не будет выражена даже при острой фокусировке.

Однако состояние поляризации становится неоднородным и меняется вместе с координатой x (рис. 3д). Таким образом, формируется чисто поляризационная решетка, которая также может использоваться для формирования рельефа в поляризационно чувствительных пленках [25, 36]. В этом состоит существенное отличие от примера 2.1.1.

2.2. Суперпозиция для четырёх пучков, разнесенных по горизонтали и вертикали

Используя аналитические результаты, рассмотренные в предыдущем параграфе, достаточно просто

их можно обобщить на случай четырёх пучков, разнесенных по горизонтали и вертикали. В этом случае $\phi_1=0^\circ$, $\phi_2=90^\circ$, $\phi_3=180^\circ$, $\phi_4=270^\circ$. Если подставить эти значения в (7), (8), то получим:

$$\begin{aligned} E_x &= \cos \theta_0 [c_{x1} \exp(i\alpha x) + c_{x3} \exp(-i\alpha x)] + \\ &+ [c_{x2} \exp(i\alpha y) + c_{x4} \exp(-i\alpha y)], \\ E_y &= [c_{y1} \exp(i\alpha x) + c_{y3} \exp(-i\alpha x)] + \\ &+ \cos \theta_0 [c_{y2} \exp(i\alpha y) + c_{y4} \exp(-i\alpha y)], \\ E_z &= -\sin \theta_0 \{ [c_{x1} \cdot \exp(i\alpha x) - c_{x3} \cdot \exp(-i\alpha x)] + \\ &+ [c_{y2} \cdot \exp(i\alpha y) - c_{y4} \cdot \exp(-i\alpha y)] \}. \end{aligned} \tag{14}$$

Вначале рассмотрим два примера, когда поляризация всех четырёх пучков одинакова. В одном случае линейная, а в другом круговая.

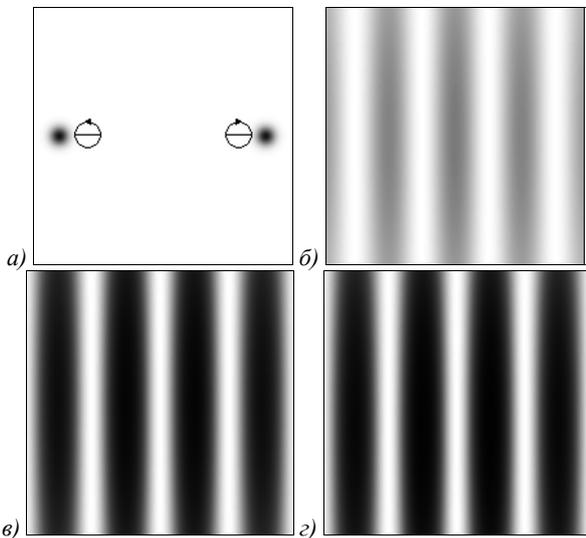


Рис. 2. Результаты моделирования для двух гауссовых пучков с противоположными круговыми поляризациями: вид входного поля (а), распределения интенсивности x-, y-, z-компонент (б, в, г) и общей интенсивности (д), где стрелками показано состояние поляризации

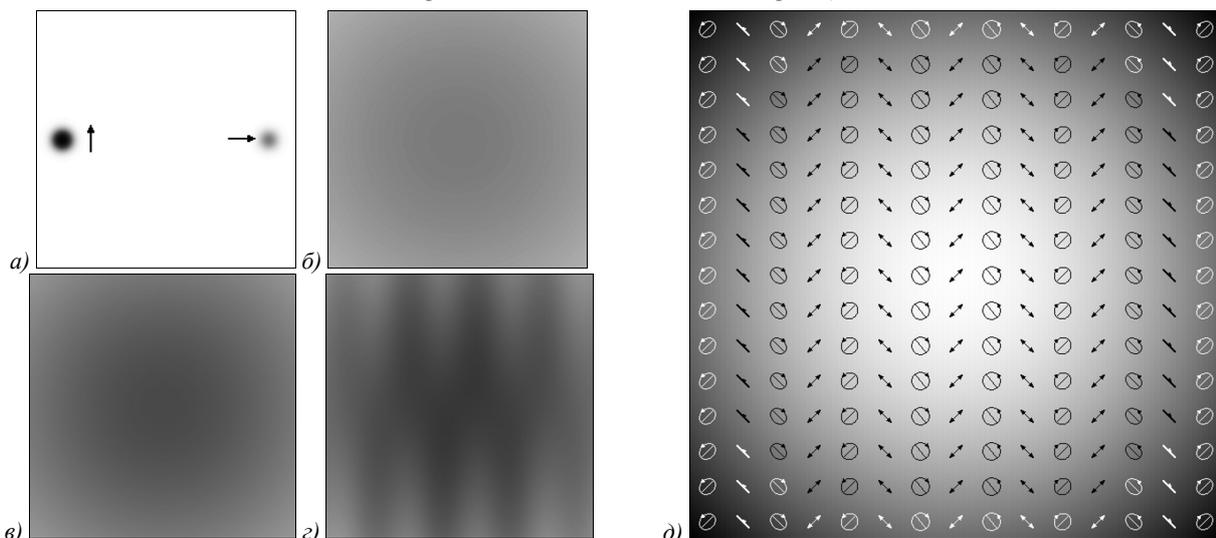


Рис. 3. Результаты моделирования для двух гауссовых пучков с ортогональными линейными поляризациями: вид входного поля (а), распределения интенсивности x-, y-, z-компонент (б, в, г) и общей интенсивности (д), где стрелками показано состояние поляризации

Пример 2.2.1

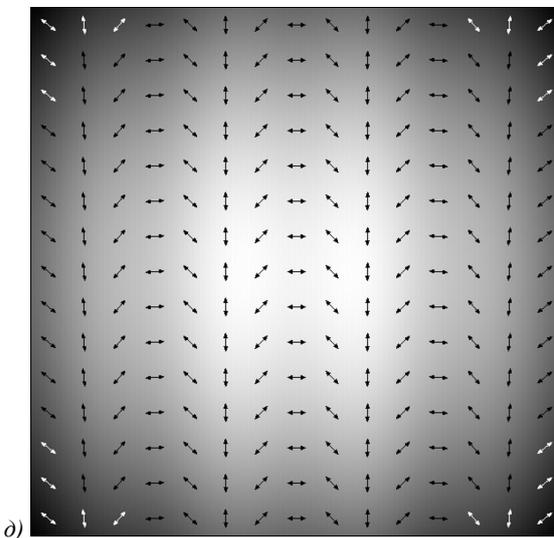
$$c_p = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Этот случай наиболее простой:

$$\begin{aligned} E_x &= 2[\cos \theta_0 \cdot \cos(\alpha x) + \cos(\alpha y)], \\ E_y &= 0, \\ E_z &= -2i \sin \theta_0 \cdot \sin(\alpha x). \end{aligned} \tag{15}$$

Из выражения (15) следует, что поляризация осталась *линейной* (рис. 4д), хотя структура поля изменилась по сравнению с примером 2.1.1.

Интенсивность x-компоненты представляет собой двумерную решетку (рис. 4б), y-компонента отсутствует (рис. 4в), интенсивность *продольной* компоненты зависит только от координаты x, т.е. соответствует одномерной решетке (рис. 4г).



Пример 2.2.2

$$c_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}.$$

Этот случай более интересный:

$$\begin{aligned} E_x &= \sqrt{2} [\cos \theta_0 \cos(\alpha x) + \cos(\alpha y)], \\ E_y &= \sqrt{2} i [\cos(\alpha x) + \cos \theta_0 \cos(\alpha y)], \\ E_z &= -\sqrt{2} i \sin \theta_0 [\sin(\alpha x) + i \sin(\alpha y)]. \end{aligned} \tag{16}$$

Как следует из выражения (16), поляризация, вместо круговой, становится эллиптической, особенно это будет заметно при более острой фокусировке, которая в данной работе не рассматривается. Отметим, что продольная компонента имеет двумерный периодический набор точек с вихревой сингулярной фазой.

Интенсивность каждой из поперечных компонент несимметрична относительно перестановки x и y , но их сумма будет симметричной:

$$\begin{aligned} |E_x|^2 + |E_y|^2 &= \\ &= 2 \left[(1 + \cos^2 \theta_0) [\cos^2(\alpha x) + \cos^2(\alpha y)] + \right. \\ &\quad \left. + 4 \cos \theta_0 \cos(\alpha x) \cos(\alpha y) \right]. \end{aligned} \tag{17}$$

Амплитуды поперечных компонент *не* равны, но разность фаз всегда равна $\pm 90^\circ$. Поэтому оси поляризационных эллипсов будут либо горизонтального, либо вертикального положения (рис. 5д). Круговая поляризация сохранится только на линиях, где $\cos^2(\alpha y) = \cos^2(\alpha x)$.

Далее рассмотрим примеры, в которых имеется по две пары одинаковой поляризации; каждый пример делится на два варианта: одинаковая поляризация в соседних и в противоположных пучках.

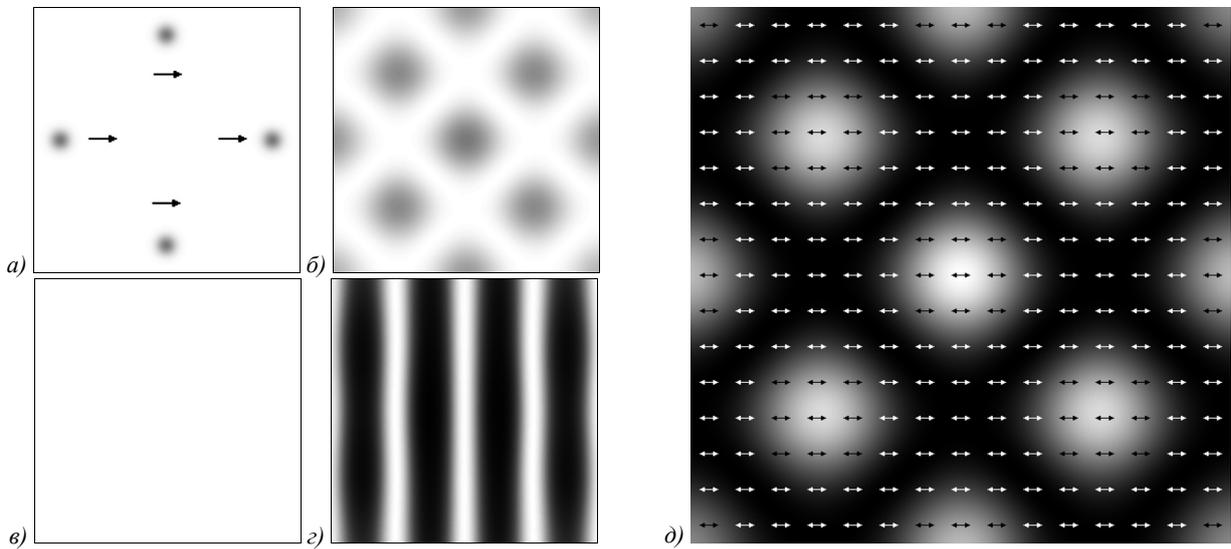


Рис. 4. Результаты моделирования для четырех гауссовых пучков с одинаковыми x -линейными поляризациями: вид входного поля (а), распределения интенсивности x -, y -, z -компонент (б, в, г) и общей интенсивности (д), где стрелками показано состояние поляризации

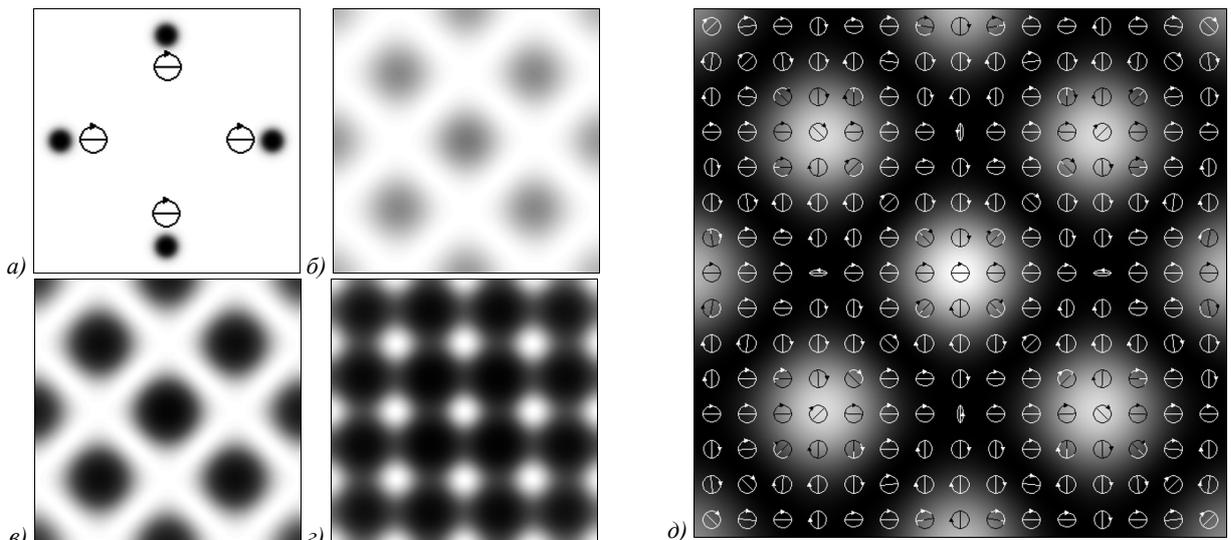


Рис. 5. Результаты моделирования для четырех гауссовых пучков с одинаковыми круговыми поляризациями: вид входного поля (а), распределения интенсивности x -, y -, z -компонент (б, в, г) и общей интенсивности (д), где стрелками показано состояние поляризации

Пример 2.2.3

$$\mathbf{c}_1 = \mathbf{c}_2 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{c}_3 = \mathbf{c}_4 = \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Это случай, соответствующий одинаковой поляризации в *соседних* пучках (рис. 6а):

$$\begin{aligned} E_x &= 2i [\cos \theta_0 \sin(\alpha x) + \sin(\alpha y)], \\ E_y &= 0, \\ E_z &= -2 \sin \theta_0 \cos(\alpha x). \end{aligned} \tag{18}$$

Поляризация остается *линейной* (рис. 6б). Выражение похоже на (15), отличия следующие: поменялись тригонометрические функции и фазы *x*- и *z*-компонент. Таким образом, происходит смещение соответствующих распределений интенсивности (сравните рис. 4б и 6б, а также рис. 4г и 6г). *X*-компонента

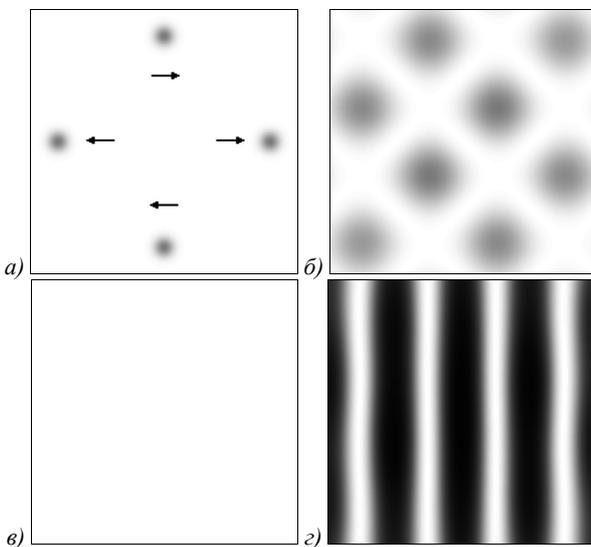


Рис. 6. Результаты моделирования для четырёх гауссовых пучков с одинаковыми *x*-линейными поляризациями в соседних положениях вид входного поля (а), распределения интенсивности *x*-, *y*-, *z*-компонент (б, в, г) и общей интенсивности (д), где стрелками показано состояние поляризации

Этот вариант больше похож на (15), чем на (18). Разница только в знаке перед вторым слагаемым *x*-компоненты, которая равна нулю при $\cos^2(\alpha y) = \cos \theta_0 \cdot \cos^2(\alpha x)$. В параксиальном приближении отличия в распределении интенсивности как отдельных компонент, так и общей, для случаев 2.2.1 и 2.2.4 практически не заметны.

Далее рассмотрим примеры, в которых *все четыре* пучка имеют разную поляризацию. Очевидно, что полностью произвольный набор не приводит к какой-либо симметрии, поэтому ограничимся случаями, когда распределение в поляризации имеет некоторую закономерность.

Пример 2.2.5

$$\mathbf{c}_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{c}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \mathbf{c}_3 = \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{c}_4 = \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix}.$$

Этот вариант соответствует имитации *радиальной* поляризации (рис. 7а):

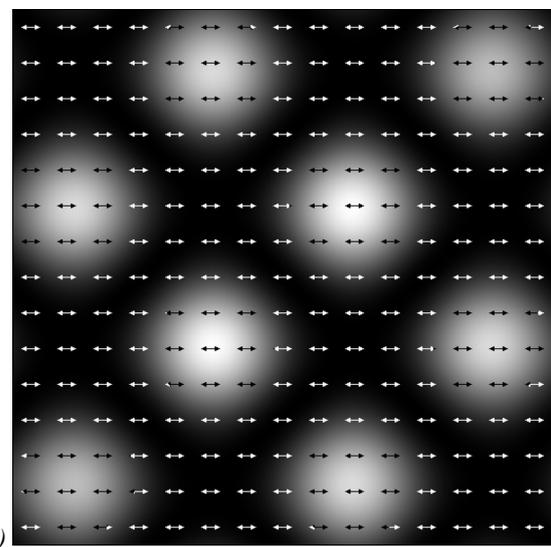
равна нулю на *линиях* $\sin^2(\alpha y) = -\cos \theta_0 \cdot \sin^2(\alpha x)$. Общая интенсивность, которая в параксиальном случае пропорциональна *x*-компоненте, также смещена по сравнению с примером 2.2.1 (сравните рис. 4д и 6д).

Пример 2.2.4

$$\mathbf{c}_1 = \mathbf{c}_3 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{c}_2 = \mathbf{c}_4 = \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Это аналог предыдущего примера, соответствующий одинаковой поляризации в *противоположных* пучках:

$$\begin{aligned} E_x &= 2 [\cos \theta_0 \cos(\alpha x) - \cos(\alpha y)], \\ E_y &= 0, \\ E_z &= -2i \sin \theta_0 \sin(\alpha x). \end{aligned} \tag{19}$$



$$\begin{aligned} E_x &= 2i \cos \theta_0 \sin(\alpha x), \\ E_y &= 2i \cos \theta_0 \sin(\alpha y), \\ E_z &= -2 \sin \theta_0 [\cos(\alpha x) + \cos(\alpha y)]. \end{aligned} \tag{20}$$

Как видно из выражения (20), поперечные компоненты соответствуют одномерным решеткам в ортогональных направлениях (рис. 7б, в), а продольная компонента – двумерной решетке (рис. 7г). Поляризация является неоднородной *линейной* (рис. 7д), угол наклона векторов поляризации определяется соотношениями $\cos \beta = \sin(\alpha x)$; $\sin \beta = \sin(\alpha y)$.

Пример 2.2.6

$$\mathbf{c}_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \mathbf{c}_2 = \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{c}_3 = \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix}, \mathbf{c}_4 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Этот вариант соответствует имитации *азимутальной* поляризации (рис. 8а):

$$\begin{aligned} E_x &= -2i \sin(\alpha y), \\ E_y &= 2i \sin(\alpha x), \\ E_z &= 0. \end{aligned} \tag{21}$$

Как видно, продольная компонента *отсутствует*. В поперечных компонентах по сравнению с (20) нет

множителя $\cos\theta_0$, поменялись местами синусы, и появился знак минус в x -компоненте. Поляризация является неоднородной *линейной* (рис. 8д), угол наклона векторов поляризации находится из равенств

$$\begin{aligned} \cos \beta &= -\sin(\alpha y); \\ \sin \beta &= \sin(\alpha x). \end{aligned}$$

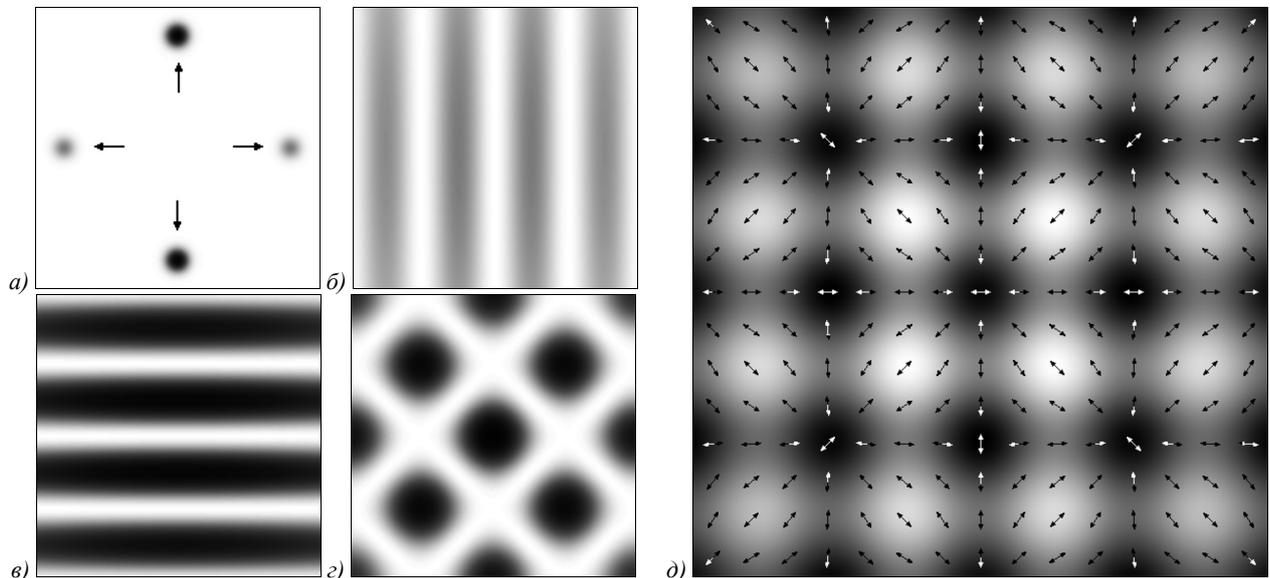


Рис. 7. Результаты моделирования для четырех гауссовых пучков с поляризациями, имитирующими радиальную поляризацию (остальное описание, как на рис. 1)

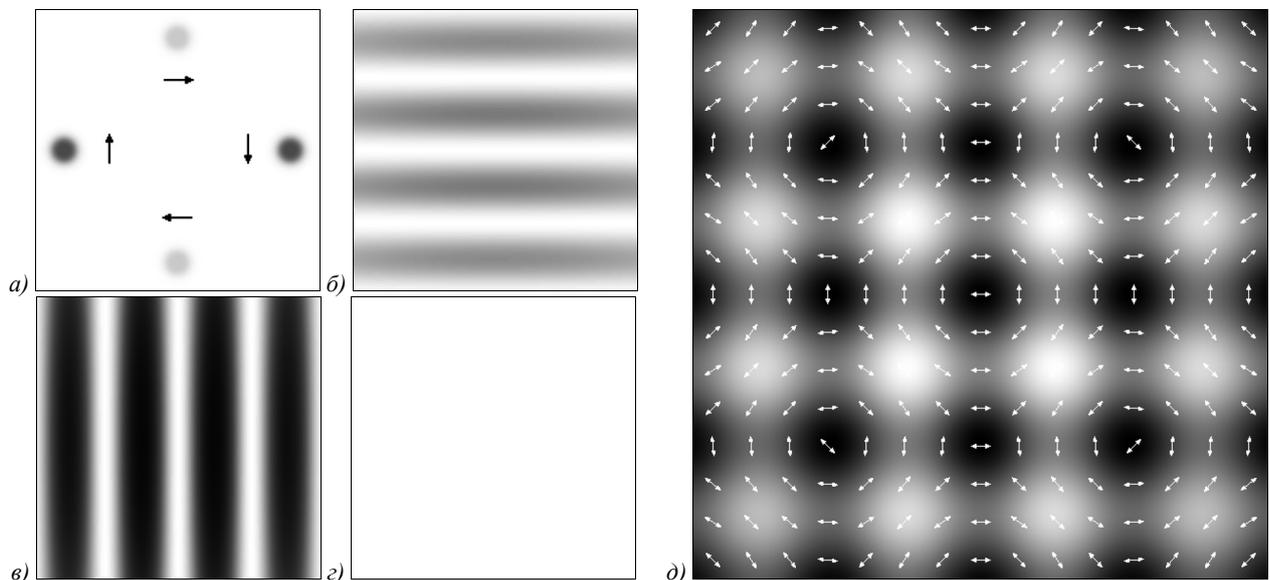


Рис. 8. Результаты моделирования для четырех гауссовых пучков с поляризациями, имитирующими азимутальную поляризацию (остальное описание, как на рис. 1)

Заключение

В работе численно исследованы световые поля, сформированные в результате интерференции двух и четырёх световых пучков с одинаковыми и различающимися состояниями поляризации. Рассмотрены как линейно, так и циркулярно поляризованные пучки. Показана возможность формирования

периодических световых полей, поляризационное распределение которых фактически представляет собой набор поляризационных сингулярностей, соответствующих радиально и азимутально поляризованным пучкам. Для этого были рассмотрены комбинации четырёх равноудалённых от оптической оси пучков с изменяющейся ориентацией линейной поляризации, имитирующей изменение век-

тора поляризации в одиночном радиально или азимутально поляризованном пучке.

На практике сформировать такие распределения можно с использованием комбинаций светоделительных кубиков и полуволновых пластинок или поляризационных плёнок [26]. Такой подход по сравнению с методом использования секторных поляризующих пластинок не только позволяет формировать периодически повторяющиеся наборы требуемых поляризационных сингулярностей, но также обеспечивает лучшее качество формирования. Кроме того, известно, что интерференционный подход позволяет потенциально получить световые пятна с субволновым разрешением без использования дополнительной высокоапертурной фокусирующей оптики. Полученные результаты планируется в будущем использовать для обработки тонких плёнок светочувствительных материалов с целью исследования влияния распределения поляризации сформированных периодически повторяющихся световых полей на структуру изготавливаемых нано- и микроструктур [25].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-79-10007) в части численного моделирования, а также в рамках Государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» в теоретической части.

References

- [1] Forbes A. Structured light from lasers. *Laser Photon Rev* 2019; 13(11): 1900140. DOI: 10.1002/lpor.201900140.
- [2] Fu P, Ni PN, Wu B, Pei XZ, Wang QH, Chen PP, Xu C, Kan Q, Chu WG, Xie YY. Metasurface enabled on-chip generation and manipulation of vector beams from vertical cavity surface-emitting lasers. *Adv Mater* 2023; 35(12): 2204286. DOI: 10.1002/adma.202204286.
- [3] Skoulas E, Manousaki A, Fotakis C, Stratakis E. Biomimetic surface structuring using cylindrical vector femtosecond laser beams. *Sci Rep* 2017; 7(1): 45114. DOI: 10.1038/srep45114.
- [4] Rosales-Guzmán C, Ndagano B, Forbes A. A review of complex vector light fields and their applications. *J Opt* 2018; 20(12): 123001. DOI: 10.1088/2040-8986/aab7d.
- [5] Stafeev SS, Kotlyar VV, Nalimov AG, Kotlyar MV, O'Faolain L. Subwavelength gratings for polarization conversion and focusing of laser light. *Photonics Nanostruct* 2017; 27: 32-41. DOI: 10.1016/j.photonics.2017.09.001.
- [6] Wen D, Crozier KB. Metasurfaces 2.0: Laser-integrated and with vector field control. *APL Photonics* 2021; 6(8): 080902. DOI: 10.1063/5.0057904.
- [7] Khonina SN, Degtyarev SA, Ustinov AV, Porfirev AP. Metalenses for the generation of vector Lissajous beams with a complex Poynting vector density. *Opt Express* 2021; 29(12): 18634-18645. DOI: 10.1364/OE.428453.
- [8] Maurer C, Jesacher A, Fühapter S, Bernet S, Ritsch-Marte M. Tailoring of arbitrary optical vector beams. *New J Phys* 2007; 9: 78. DOI: 10.1088/1367-2630/9/3/078.
- [9] Khonina SN, Porfirev AP. Harnessing of inhomogeneously polarized Hermite–Gaussian vector beams to manage the 3D spin angular momentum density distribution. *Nanophotonics* 2021; 11(4): 697-712. DOI: 10.1515/nanoph-2021-0418.
- [10] Khonina SN, Karpeev SV. Grating-based optical scheme for the universal generation of inhomogeneously polarized laser beams. *Appl Opt* 2010; 49(10): 1734-1738. DOI: 10.1364/AO.49.001734.
- [11] Khonina SN, Karpeev SV, Porfirev AP. Sector sandwich structure: an easy-to-manufacture way towards complex vector beam generation. *Opt Express* 2020; 28(19): 27628-27643. DOI: 10.1364/OE.398435.
- [12] Uesugi Y, Miwa T, Kadoguchi N, Kozawa Y, Sato S. Multi-beam ultrafast laser processing of free-standing nanofilms. *Appl Phys A* 2023; 129(2): 101. DOI: 10.1007/s00339-022-06361-8.
- [13] Yang Y, Ren YX, Chen M, Arita Y, Rosales-Guzmán C. Optical trapping with structured light: a review. *Adv Photonics* 2021; 3(3): 034001. DOI: 10.1117/1.AP.3.3.034001.
- [14] Kim DY, Tripathy SK, Li L, Kumar J. Laser-induced holographic surface relief gratings on nonlinear optical polymer films. *Appl Phys Lett* 1995; 66: 1166-1168. DOI: 10.1063/1.113845.
- [15] Yu F, Li P, Shen H, Mathur S, Lehr C-M, Bakowsky U, Mücklich F. Laser interference lithography as a new and efficient technique for micropatterning of biopolymer surface. *Biomaterials* 2005; 26(15): 2307-2312. DOI: 10.1016/j.biomaterials.2004.07.021.
- [16] Lai ND, Liang WP, Lin JH, Hsu CC, Lin CH. Fabrication of two- and three-dimensional periodic structures by multi-exposure of two-beam interference technique. *Opt Express* 2005; 13(23): 9605-9611. DOI: 10.1364/OPEX.13.009605.
- [17] Xia D, Ku Z, Lee SC, Brueck SRJ. Nanostructures and functional materials fabricated by interferometric lithography. *Adv Mater* 2011; 23(2): 147-179. DOI: 10.1002/adma.201001856.
- [18] Vala M, Homola J. Multiple beam interference lithography: A tool for rapid fabrication of plasmonic arrays of arbitrary shaped nanomotifs. *Opt Express* 2016; 24(14): 15656-15665. DOI: 10.1364/OE.24.015656.
- [19] Ivliev NA, Podlipnov VV, Khonina SN, Loshmanskii KS, Prisakar AM, Abashkin VG, Meshalkin AYU, Akimova EA. Single- and double-beam optical formation of relief-phase diffraction microstructures in carbazole-containing azopolymer films. *Opt Spectrosc* 2021; 129(4): 400-405. DOI: 10.1134/S0030400X21040111.
- [20] Porfirev AP, Khonina SN, Meshalkin A, Ivliev NA, Achimova E, Abashkin V, Prisacar A, Podlipnov VV. Two-step maskless fabrication of compound fork-shaped gratings in nanomultilayer structures based on chalcogenide glasses. *Opt Lett* 2021; 46(13): 3037-3040. DOI: 10.1364/OL.427335.
- [21] Gorkhali SP, Cloutier SG, Crawford GP, Pelcovits RA. Stable polarization gratings recorded in azo-dye-doped liquid crystals. *Appl Phys Lett* 2006; 88(25): 251113. DOI: 10.1063/1.2214176.
- [22] Wang D, Wang Z, Zhang Z, et al. Effects of polarization on four-beam laser interference lithography. *Appl Phys Lett* 2016; 102(8): 081903. DOI: 10.1063/1.4793752.
- [23] Achimova E, Stronski A, Abashkin V, Meshalkin A, Paiuk A, Prisacar A, Oleksenko P, Triduh G. Direct surface relief formation on As₂S₃-Se nanomultilayers in dependence on polarization states of recording beams. *Opt Mater* 2015; 47: 566-572. DOI: 10.1016/j.optmat.2015.06.044.
- [24] Meshalkin A, Losmanshii C, Prisacar A, Achimova E, Abashkin V, Pogrebnoi S, Macaev F. Carbazole-based

- azopolymers as media for polarization holographic recording. *Adv Phys Res* 2019; 1: 86-98.
- [25] Porfirev AP, Khonina SN, Ivliev NA, Fomchenkov SA, Porfirev DP, Karpeev SV. Polarization-sensitive patterning of azopolymer thin films using multiple structured laser beams. *Sensors* 2023; 23: 112. DOI: 10.3390/s23010112.
- [26] Porfirev AP, Khonina SN, Ivliev NA, Porfirev DP, Kazanskiy NL. Stacked polarizing elements for controlling parameters of surface relief gratings written in photosensitive materials. *Sensors* 2024; 24: 1166. DOI: 10.3390/s24041166.
- [27] Stay JL, Gaylord TK. Three-beam-interference lithography: contrast and crystallography. *Appl Opt* 2008; 47(18): 3221-3230. DOI: 10.1364/AO.47.003221.
- [28] He J, Fang X, Lin Y, Zhang X. Polarization control in flexible interference lithography for nano-patterning of different photonic structures with optimized contrast. *Opt Express* 2015; 23(9): 11518-11525. DOI: 10.1364/OE.23.011518.
- [29] Miller DB, Jones A, McLeod RR. Contrast analysis in two-beam laser interference lithography. *Appl Opt* 2020; 59(18): 5399-5407. DOI: 10.1364/AO.393741.
- [30] Peng F, Du J, Du J, Wang S, Yan W. Contrast analysis of polarization in three-beam interference lithography. *Appl Sci* 2021; 11: 4789. DOI: 10.3390/app11114789.
- [31] Sekkat Z, Kawata S. Laser nanofabrication in photoresists and azopolymers. *Laser Photon Rev* 2014; 8(1): 1-26. DOI: 10.1002/lpor.201200081.
- [32] Meier M, Romano V, Feurer T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation. *Appl Phys A* 2007; 86: 329-334. DOI: 10.1007/s00339-006-3784-9.
- [33] Danilov PA, Saraeva IN, Kudryashov SI, Porfirev AP, Kuchmizhak AA, Zhizhchenko AY, Rudenko AA, Umanskaya SF, Zayarny DA, Ionin AA, Khonina SN. Polarization-selective excitation of dye luminescence on a gold film by structured ultrashort laser pulses. *JETP Lett* 2018; 107(1): 15-18. DOI: 10.1134/S0021364018010034.
- [34] Zhai Y, Cao L, Liu Y, Tan X. A review of polarization-sensitive materials for polarization holography. *Materials* 2020; 13(23): 5562. DOI: 10.3390/ma13235562.
- [35] Porfirev A, Khonina S, Ivliev N, Meshalkin A, Achimova E, Forbes A. Writing and reading with the longitudinal component of light using carbazole-containing azopolymer thin films. *Sci Rep* 2022; 12: 3477. DOI: 10.1038/s41598-022-07440-9.
- [36] Porfirev AP, Khonina SN, Ivliev NA, Porfirev DP. Laser processing of chalcogenide glasses using laser fields with a spatially varying polarization distribution. *Opt Laser Technol* 2023; 167: 109716. DOI: 10.1016/j.optlastec.2023.109716.
- [37] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system. *Proc R Soc Lond Ser A Math Phys Sci* 1959; 253: 358-379. DOI: 10.1098/rspa.1959.0200.
- [38] Khonina SN. Vortex beams with high-order cylindrical polarization: features of focal distributions. *Appl Phys B* 2019; 125: 100. DOI: 10.1007/s00340-019-7212-1.
- [39] Meshalkin A, Robu S, Achimova E, Prisacar A, Shepel D, Abaskin V, Triduh G. Direct photoinduced surface relief formation in carbazole-based azopolymer using polarization holographic recording. *J Optoelectron Adv M* 2016; 18: 763-768.
- [40] Ivliev NA, Khonina SN, Podlipnov VV, Karpeev SV. Holographic writing of forked diffraction gratings on the surface of a chalcogenide glass semiconductor. *Photonics* 2023; 10(2): 125. DOI: 10.3390/photonics10020125.
- [41] Kulikovskaya O, Gharagozloo-Hubmann K, Stumpe J, Huey BD, Bliznyuk VN. Formation of surface relief grating in polymers with pendant azobenzene chromophores as studied by AFM/UFM. *Nanotechnology* 2012; 23: 485309. DOI: 10.1088/0957-4484/23/48/485309.
- [42] Zhai Y, Cao L, Liu Y, Tan X. A review of polarization-sensitive materials for polarization holography. *Materials* 2020; 13: 5562. DOI: 10.3390/ma13235562.

Сведения об авторах

Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, профессор Самарского университета; главный научный сотрудник Института систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт». Область научных интересов: дифракционная оптика, сингулярная оптика, модовые и поляризационные преобразования, оптическое манипулирование, оптическая и цифровая обработка изображений. E-mail: khonina@ipsiras.ru

Устинов Андрей Владимирович, 1968 года рождения, в 1991 году окончил Куйбышевский авиационный институт имени академика С.П. Королёва (КуАИ) по специальности «Прикладная математика». Кандидат физико-математических наук (2016 год), работает научным сотрудником в Институте систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт». Область научных интересов: дифракционная оптика, разработка программ моделирования работы оптических элементов; обработка изображений, в частности, гидродинамических процессов и биомедицинских изображений. E-mail: andr@ipsiras.ru

Порфирьев Алексей Петрович, 1987 года рождения, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отделения «Институт систем обработки изображений – Самара» Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники федерального государственного бюджетного учреждения «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», старший научный сотрудник Самарского университета. Область научных интересов: дифракционная оптика, структурированный свет, оптическое манипулирование, лазерная обработка материалов. E-mail: porfirev.alexey@ipsiras.ru

ГРНТИ: 29.31.33

Поступила в редакцию 16 февраля 2024 г. Окончательный вариант – 22 марта 2024 г.

Vector analysis of the interference of paired coplanar beams with linear or circular polarization

S.N. Khonina^{1,2}, A.V. Ustinov¹, A.P. Porfirev^{1,2}

¹Image Processing Systems Institute, NRC “Kurchatov Institute”,
443001, Samara, Russia, Molodogvardeyskaya 151;

²Samara National Research University,
443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34

Abstract

In this work, using a focusing formalism based on Richards–Wolf theory, the multi-beam interference of two and four light beams with linear or circular polarization with different orthogonality and orientation of the polarization vector is numerically studied. The possibility of forming light fields with a periodic polarization structure is demonstrated. In particular, it is established that when focusing four beams equidistant from the optical axis with changing linear polarization orientation, which mimics a change in the polarization vector of a single radially or azimuthally polarized beam, periodic light fields are formed. The polarization distribution of such fields is actually a set of polarization singularities corresponding to radially and azimuthally polarized beams. The proposed approach does not require the manufacture of complex subwavelength gratings, grating-based elements, or modal superposition of light fields with the aid of diffractive optical elements or spatial light modulators. The generated light fields make it possible to significantly speed up the process of laser processing of light-sensitive thin-film materials aimed at creating arrays of various ordered nano- and microstructures.

Keywords: polarization, multi-beam interference, circular polarization, linear polarization, Richards–Wolf formulas.

Citation: Khonina SN, Ustinov AV, Porfirev AP. Vector analysis of the interference of paired coplanar beams with linear or circular polarization. *Computer Optics* 2024; 48(6): 858-867. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1510.

Acknowledgements: This work was partly funded by the Russian Science Foundation under project No. 22-79-10007 (Section "Numerical results") and within the state project of the National Research Center “Kurchatov Institute” (Section "Theoretical background").

Authors' information

Svetlana Nikolaevna Khonina, Doctor of Physical and Mathematical Sciences; Professor of Samara National Research University. Main researcher of the Image Processing Systems Institute, NRC “Kurchatov Institute”. Research interests: diffractive optics, singular optics, mode and polarization transformations, optical manipulating, optical and digital image processing. E-mail: khonina@ipsiras.ru

Andrey Vladimirovich Ustinov, (b. 1968) graduated from Kuibyshev Aviation Institute named after academician S.P. Korolyov (KuAI) on a specialty “Applied Mathematics” in 1991. Candidate of Physical and Mathematical Sciences (2016), works as the researcher in the Image Processing Systems Institute, NRC “Kurchatov Institute”. Research interests: diffractive optics; software design for modeling of optical elements operating; images processing, particularly images of hydrodynamic processes and biomedical images. E-mail: andr@ipsiras.ru

Alexey Petrovich Porfirev born in 1987, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, senior researcher at the Institute of Image Processing Systems – Samara department of the Kurchatov Complex of Crystallography and Photonics of the Federal State Budgetary Institution “National Research Center “Kurchatov Institute”, senior researcher at Samara University. Area of scientific interests: diffraction optics, structured light, optical manipulation, laser processing of materials. E-mail: porfirev.alexey@ipsiras.ru

Received February 16, 2024. The final version – March 22, 2024.
