ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2021, том 85, № 8, с. 1205–1212

УДК 535.42

ФОРМИРОВАНИЕ ДВУХЛЕПЕСТКОВЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ПОМОЩИ КОМБИНИРОВАННЫХ ДВУХСЕКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2021 г. Д. В. Прокопова[1, 2, *], С. П. Котова[1], С. А. Самагин[1]

[1]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Самарский филиал, Самара, Россия*

[2]*Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева", Самара, Россия*

**E-mail: prokopovadv@gmail.com*

Поступила в редакцию 12.03.2021 г.
После доработки 05.04.2021 г.
Принята к публикации 28.04.2021 г.

Исследована возможность формирования с помощью комбинированных двухсекционных оптических элементов световых полей с двумя выраженными максимумами в распределении интенсивности, претерпевающих поворот при распространении и фокусировке. Рассмотрены случаи, когда оптический элемент является комбинацией клиньев, линз, усеченных аксиконов. Реализуемые конфигурации световых полей предназначены для оптической манипуляции микрообъектами и создания 3D-наноскопа на основе флуоресцентного микроскопа.

DOI: 10.31857/S0367676521080238

ВВЕДЕНИЕ

Структурированные световые поля нашли свое применение во многих приложениях [1]. Отметим некоторые из них. В лазерной манипуляции микроскопическими объектами использование структурированных световых полей позволяет значительно расширить функциональные возможности оптических пинцетов [2–5]. Становится возможным, в частности, перемещение микроскопических объектов по траекториям, заданным распределением интенсивности светового поля [2], в т.ч. в трехмерном пространстве [4, 5]. Световые поля с вращением распределения интенсивности интересны для реализации управляемого поворота захваченного микрообъекта. Использование сложных световых полей в спектроскопии фотонного эха и четырехволнового смешения [6–12] открывает новые возможности для многопараметрической люминесцентной нанодиагностики и селективной лазерной спектроскопии перспективных материалов. Важное применение – увеличение продольного разрешения в 3D-наноскопии [13–15]. Желаемого результата здесь добиваются за счет модификации оптической передаточной функции микроскопа. Подойти к решению этого вопроса можно различными способами: от внесения астигматизма в систему при помощи цилиндрической линзы [16], до добавления в оптический тракт дифракционного элемента, преобразующего падающий на него пучок в структурированное световое поле, изменяющееся более сложным образом при фокусировке [17–20]. Перспективным и простым для последующей обработки полученных изображений является метод преобразования излучения в поле, в распределении интенсивности которого можно выделить два ярких максимума, вращающиеся вокруг общего центра при фокусировке (двухлепестковое поле) [17]. В этом случае продольное положение излучающей наноразмерной метки можно однозначно связать с углом наклона прямой, проходящей через центры максимумов в полученном изображении. Существует несколько подходов к созданию дифракционных оптических элементов, формирующих такие световые поля.

Двухлепестковое световое поле можно получить при помощи итерационной процедуры, начальное приближение которой может быть как произвольным [19], так и близким по своим свойствам к требуемому [17, 20, 21]. Другой подход основывается на использовании комбинаций известных оптических элементов с учетом закономерностей их работы. Так в работе [22] для формирования поля с двумя выделенными максимумами предлагается создать элемент, содержащий несколько оптических вихрей. В [23]

описан метод для создания вращающихся световых полей с помощью фазового элемента, состоящего из секторов, каждый из которых вносит дискретную задержку фазы в диапазоне значений от 0 до 2π. Приводятся результаты численного моделирования и экспериментов, демонстрирующие световые поля, в распределении интенсивности которых можно выделить три и четыре главных максимума. Они претерпевают поворот распределения интенсивности при дефокусировке. В [24] данный метод применен для создания двухлепесткового поля. В этом случае фазовый профиль делится на азимутальные и радиальные зоны, изменение фазы в пределах которых меняется от 0 до $2\pi m$, где m – целое число, топологический заряд оптического вихря. В статье [25] подобный подход применяется для генерации светового поля, обладающего орбитальным угловым моментом с распределением интенсивности в виде нескольких колец. Полученные элементы применяются для вращения агломераций микрочастиц из полистирола. Дифракция Фраунгофера ограниченной плоской волны на многоуровневой (квантованной) спиральной фазовой пластинке (СФП) рассматривается в [26]. Пластинка ограничена полиномиальной апертурой, число уровней квантования фазы пластинки равняется числу сторон правильного многоугольника, ограничивающего апертуру элемента. Показано, что при помощи такого элемента можно получить оптический вихрь хорошего качества. В работе [27] рассматриваются трех- и четырехуровневые спиральные фазовые пластинки с апертурами в форме треугольника или квадрата. Получены аналитические выражения, описывающие дифракцию Фраунгофера плоских волн на таких пластинках. Численно показано, что при помощи таких элементов можно формировать оптические вихри с топологическими зарядами $m = 1, 2, 4$.

Создание методов по формированию световых полей заданной структуры при помощи отмеченных закономерностей работы известных оптических элементов выглядит простым по сравнению с использованием итерационных алгоритмов. Наличие коммерчески доступных многоэлементных пространственно-временных модуляторов света (ПВМС) производства Holoeye, Santec, Thorlabs, Hamamatsu Photonics и др. позволяет легко в режиме реального времени формировать в форме плоских фазовых масок традиционные оптические элементы и их сочетания. Рассмотрим работу комбинированных двухсекционных оптических элементов, состоящих из комбинации таких элементов как линза, клин (призма), аксикон и СФП. Проведем оценку результатов работы полученных элементов для формирования световых полей, имеющих в распределении интенсивности два максимума, претерпевающих вращение интенсивности при распространении в свободном пространстве.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для изучения свойств световых полей, генерируемых с помощью комбинированных двухсекционных оптических элементов, была создана экспериментальная установка. Коллимированный пучок твердотельного лазера на длине волны $\lambda = 532$ нм направлялся на жидкокристаллический ПВМС Holoeye 1080P, на котором задавались распределения фазовой задержки исследуемых элементов. Данные фазовые маски рассчитывались с помощью разработанной программы, которая позволяет задавать комбинацию из стандартных оптических элементов (таких как линза, аксикон и т.д.) для каждой части двухсекционного элемента независимо. Далее формируемое световое поле фиксировалось при помощи фотоприемного устройства (камеры Canon EOS 350D или CMOS камеры IDS UI-3180CP-M-GL Rev2), перемещаемого вдоль оптической оси системы или расположенном на фиксированном расстоянии 50 см от жидкокристаллического ПВМС.

БИЛИНЗА

Билинза представляет собой две линзы, смещенные относительно друг друга. Фазовое распределение каждой линзы описывается выражением

$$\varphi(x, y) = -k\frac{x^2 + y^2}{2f}, \qquad (1)$$

где k – волновое число, f – фокусное расстояние линзы.

Такой элемент в области изображения формирует два пятна. Рассмотрена ситуация, когда пучок освещает две линзы с одинаковой оптической силой $D = 2$ дптр, их центры сдвинуты относительно друг друга (рис. 1*а*). При этом в формируемом изображении наблюдается поворот двух пятен, их форма меняется при удалении от плоскости фокусировки (рис. 1*б,* верхний ряд). Структура пятен сохраняется на расстоянии $0.04f$ около фокальной плоскости линз (2 см для $D = 2$ дптр, $f = 0.5$ м). Усложним структуру полученного элемента, добавив СФП. Рассматриваются случаи добавления спиральной фазовой пластинки с топологическим зарядом (m) равным 1, 3 и 5. Добавление СФП приводит к деформации изображения (пятна превращаются в полумесяц и начинают накладываться друг на друга) (рис. 1*б,* средний ряд). Область, в которой пятна разделяются, располагается симметрично относительно фокальной плоскости

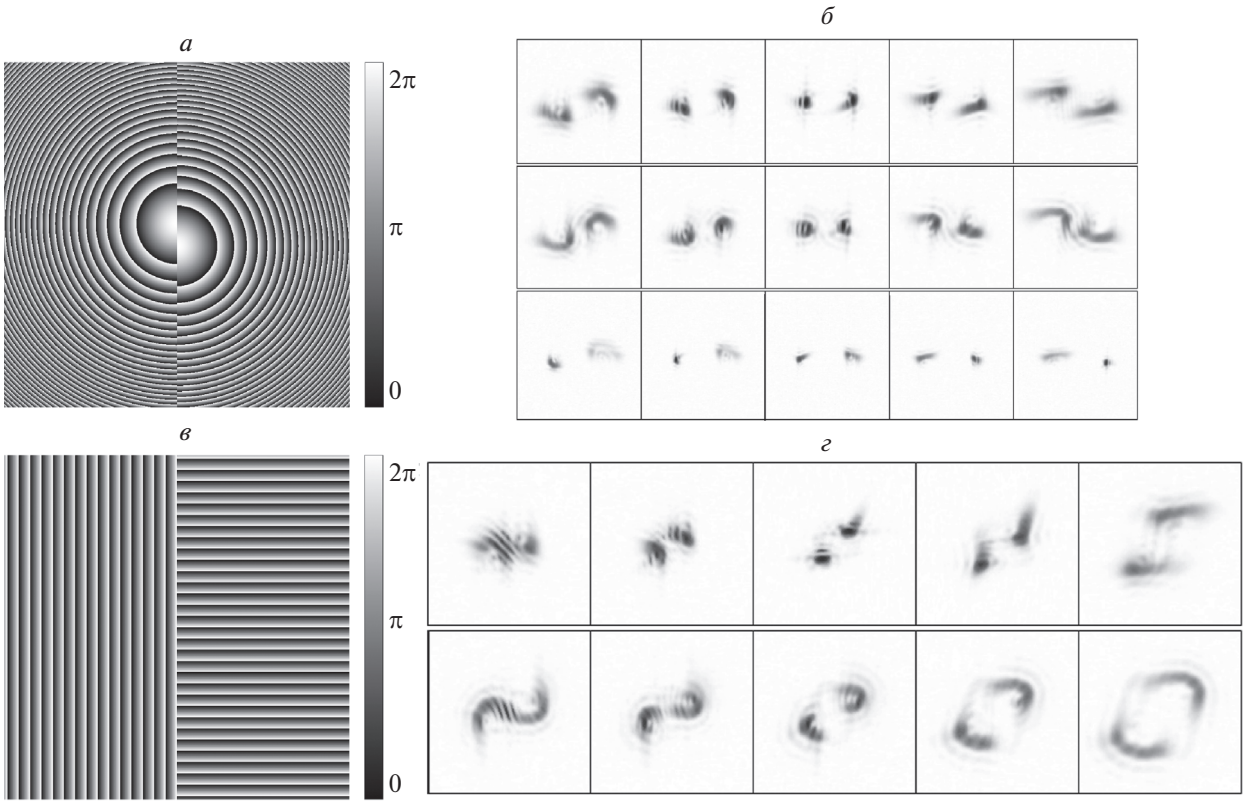

Рис. 1. Фазовое распределение билинзы (*а*), распределение интенсивности (негатив) на различных расстояниях от плоскости фокусировки(центральное изображение зарегистрировано в фокальной плоскости линзы, расстояния между соседними кадрами 1 см), формируемое билинзой (верхний ряд), билинзой с добавлением СФП с $m = 3$ (средний ряд), билинзой с $D_1 \neq D_2$ (нижний ряд) (*б*). Фазовое распределение биклина (*в*), распределение интенсивности (негатив) на различных расстояниях от плоскости фокусировки, формируемое биклином (верхний ряд), биклином с добавлением СФП с $m = 5$ (нижний ряд) (*г*).

и уменьшается с ростом m. Поворот изображения, реализуемый на расстоянии, где структура пятен сохраняется, составляет от 20 до 40 градусов в зависимости от величины m СФП.

В случае если две части билинзы обладают разной оптической силой ($D_1 = 2$ дптр и $D_2 = 1.9$ дптр), в области изображения также формируются два пятна (рис. 1*б*, нижний ряд). Но главные максимумы в распределении интенсивности поворачиваются на меньший угол, чем в случае билинзы (рис. 1*б*, верхний и средний ряды) с $D_1 = D_2$. Такой метод можно использовать для определения глубины залегания объекта, но тогда необходимо отслеживать отношение интенсивностей сигнала в точках, принадлежащих разным пятнам, а не поворот изображения.

БИКЛИН

Биклин состоит из двух клиньев (призм) с одинаковыми по величине углами преломления, но отклонением во взаимно ортогональных направлениях, в левой половине двухсекционного элемента по X, в правой – по Y, центры которых немного смещены друг относительно друга (рис. 1*в*). Фазовое распределение клиньев с углом α в правой и левой частях двухсекционного элемента описываются следующими выражениями

$$\varphi_l(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} x\vartheta, \quad \varphi_r(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} y\vartheta, \qquad (2)$$

где λ – длина волны, $\vartheta = (n - 1)\mathrm{tg}\alpha$, n – показатель преломления вещества призмы. К полученному элементу дополнительно вписана линза с оптической силой $D = 2$ дптр. В соответствии с законом преломления наблюдается поворот изображения вблизи фокальной плоскости линзы (рис. 1*г*, верхний ряд). Усложним структуру полученного элемента, добавив, как и в случае билинзы, СФП с $m = 1, 3, 5$. Деформация пятна при добавлении оптического вихря уменьшает угол поворота (рис. 1*г*, нижний ряд). Структура пятен сохраняется на протяжении $0.04\,f$ (2 см). На этом расстоянии происходит поворот изображения на 25 гра-

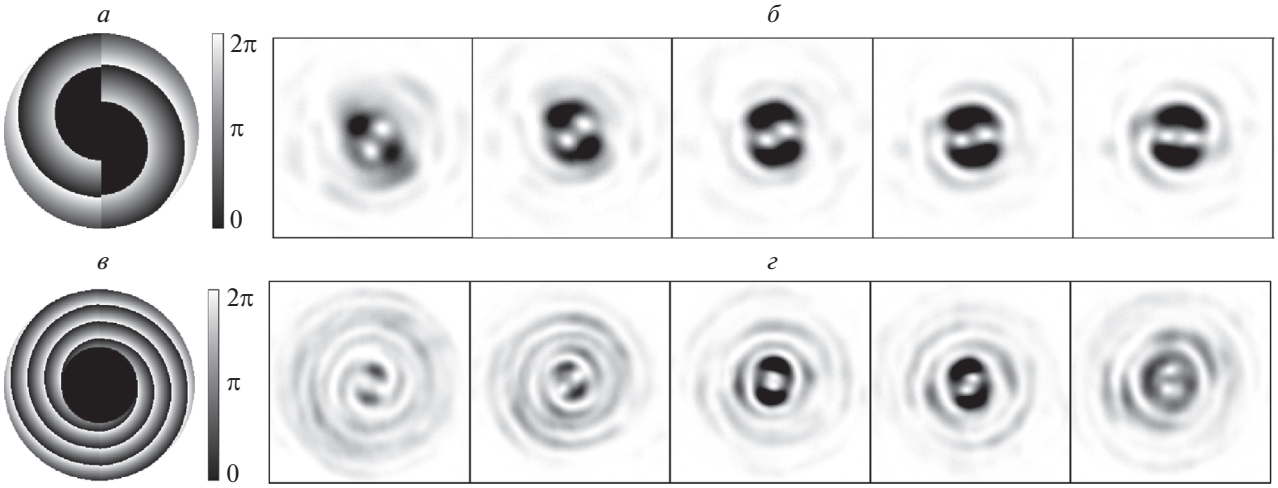

Рис. 2. Фазовый профиль усеченного биаксикона в градациях серого (*а*) и распределения интенсивности (негативы) формируемого им поля при изменении кривизны волнового фронта $1/R$ от –0.4 до 0.4 1/м (*б*), фазовый профиль усеченного биаксикона с добавлением СФП с $m = 1$ в градациях серого (*в*) и формируемое элементом поле при изменении $1/R$ от –0.5 до –3 1/м (*г*).

дусов, разделить их можно преимущественно за фокальной плоскостью (рис. 1*г*).

УСЕЧЕННЫЙ БИАКСИКОН

Аксикон представляет собой оптический элемент, фазовая функция которого имеет линейную зависимость от радиуса.

$$\varphi(x, y) = k\beta\sqrt{x^2 + y^2}, \qquad (3)$$

где параметр β определяет угол сходимости лучей от аксикона к оптической оси и фактически равен числовой апертуре аксикона. Такой оптический элемент ограничен плоской и конической поверхностями. Формируемое аксиконом пятно уже пятна, формируемого линзой. Протяженность фокальной области (максимальное расстояние сохранения ширины формируемого пятна) определяется через параметры аксикона: его радиус и числовую апертуру. Поскольку аксикон, как и линза, собирает падающее на него излучение в точку, используя биаксикон, представляющий собой два смещенных друг относительно друга аксикона, можно ожидать формирование двух пятен.

В развитие линии разработок модальных ЖК устройств [28–30], был предложен модифицированный ЖК фокусатор [31, 32], формирующий двухлепестковые световые поля с вращением распределения интенсивности при распространении. Фазовая задержка, вносимая в световой пучок таким устройством, напоминает усеченный аксикон, разделенный на две части, смещенные относительно центра. Создадим при помощи программы фазовую структуру подобную описанной, изучим свойства сформированного светового поля.

Рассмотрим, какова будет структура распределения интенсивности светового поля, формируемого усеченным биаксиконом диаметром $d = 2$ мм в зависимости от кривизны волнового фронта падающего пучка $1/R$, где R – радиус кривизны волнового фронта падающей световой волны (рис. 2). Различная кривизна пучка задавалась при помощи дополнительной вписанной линзы в плоскости элемента при фиксированном положении фотоприемника, регистрирующего распределение интенсивности формируемого поля.

В формируемом изображении наблюдаются два пятна, они эволюционируют, меняют форму и размер, при некоторых значениях $1/R$ сливаются в одно пятно, вращаются при распространении, между ними есть некоторая перемычка, которая проявляется и исчезает при распространении поля (рис. 2*б*).

Более стабильную конфигурацию светового поля удается получить, добавляя в структуру усеченного биаксикона СФП с $m = 1$ (рис. 2*в*). Формируемое таким элементом изображение более стабильное, быстро вращается при изменении $1/R$, на большом расстоянии восьмерка сливается в одно пятно (рис. 2*г*).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3 представлены графики зависимости угла наклона распределения интенсивности от

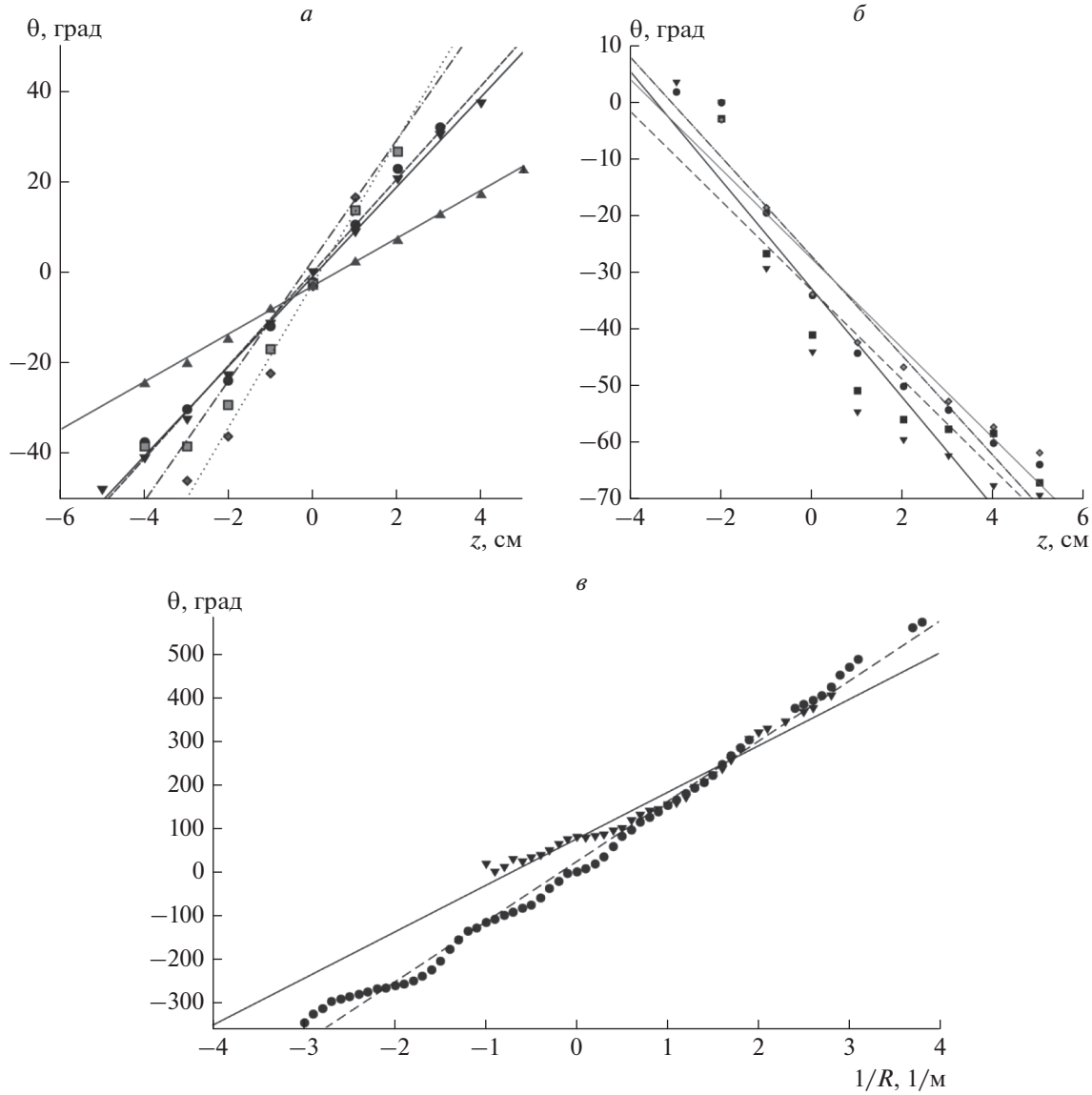

Рис. 3. Графики зависимости тангенса угла поворота прямой, проходящей через центры масс двух главных пятен в распределении интенсивности от расстояния до плоскости фокусировки (z) для билинзы (*а*) и биклина (*б*) и от кривизны волнового фронта $1/R$ для усеченного биаксикона (*в*). Прямые – линейная аппроксимация полученных результатов. (*а*) Черные треугольники и сплошная прямая – билинза, круги и пунктирная линия – билинза с добавлением СФП с $m = 1$, квадраты и штрихпунктирная линия – билинза с добавлением СФП с $m = 3$, ромбы и точечная линия – $m = 5$, серая линия и треугольники – билинза с $D_1 = 2$ дптр и $D_2 = 1.9$ дптр. (*б*) Треугольники и сплошная прямая – биклин, квадраты и пунктирная линия – биклин с добавлением СФП с $m = 1$, круги и штрихпунктирная линия – биклин с добавлением СФП с $m = 3$, ромбы и серая линия – $m = 5$. (*в*) Треугольники и сплошная прямая – усеченный биаксикон, круги и пунктирная линия – усеченный биаксикон с добавлением СФП с $m = 1$.

расстояния до плоскости фокусировки для билинзы и биклина и от кривизны волнового фронта $1/R$ для усеченного биаксикона.

Рассмотрим зависимости угла поворота двух главных пятен в распределении интенсивности от расстояния до плоскости фокусировки для билинзы и биклина, проведем линейную аппроксимацию полученных данных. Для билинзы тангенс угла наклона прямой составляет 9.9 град/см, для билинзы с добавлением СФП с $m = 1$–10.3 град/см, с $m = 3$ – 13.3 град/см, с $m = 5$ равен 15.8 град/см. Наклон прямой увеличивается с ростом m. В случае использования комбинации линз с разными оптическими силами $D_1 \neq D_2$ тангенс угла наклона прямой составляет 5.3 град/см, что в 2–3 раза меньше результатов для билинзы с частями оди-

Таблица 1. Параметры двухлепестковых полей, формируемых комбинированными двухсекционными элементами

Оптический элемент		$\Delta\theta$, град	η_{max}, %
Билинза	без СФП	20	38
	СФП $m = 1$	22	37
	СФП $m = 3$	31	33
	СФП $m = 5$	39	30
Биклин	без СФП	25	34
	СФП $m = 1$	24	34
	СФП $m = 3$	25	37
	СФП $m = 5$	24	32
Биаксикон	без СФП	386	50
	СФП $m = 1$	951	25
Элемент из [32]		108	50

наковой оптической силы $D_1 = D_2$. Максимумы в распределении интенсивности вращаются меньше, чем в предыдущих случаях.

Тангенс угла наклона прямой для случая биклина составляет –9.6 град/см, для биклина с добавлением СФП с $m = 1$...–7.9 град/см, для биклина с СФП с $m = 3$...–8.8 град/см, для биклина с $m = 5$...–7.9 град/см. Деформация пятна при добавлении оптического вихря уменьшает угол поворота. Структура пятен сохраняется на протяжении 2 см, на этом расстоянии происходит поворот изображения на 25°, разделить их можно преимущественно за фокальной плоскостью. Величина тангенса угла наклона прямой по модулю меньше, чем при использовании билинзы.

Также рассмотрим зависимости угла наклона распределения интенсивности от кривизны волнового фронта $1/R$ при формировании поля с помощью усеченного биаксикона. Разрывы в полученной зависимости связаны с тем, что двухлепестковая картина при некоторых значениях $1/R$ исчезает. При линейной аппроксимации для усеченного биаксикона наклон прямой составляет 106.8 град · м, для биаксикона с СФП $m = 1$ составляет 138.2град · м.

Проведем оценку максимальной эффективности η_{max} формирования двух пятен рассматриваемыми элементами по уровню 0.5 от I_{max} (табл. 1). В случае билинзы и биклина η_{max} не превышает 40%. Однако в этих случаях все излучение, попадающее на элемент, делится на два пятна, нет побочных колец как при работе с усеченным биаксиконом. Для усеченного биаксикона максимальная энергетическая эффективность 50% наблюдается при $1/R = 0$. При изменении $1/R$ от –0.5 до 1 эффективность больше или равна половине от максимальной (25%), при этом происходит поворот двух пятен на угол 120 градусов. Для биаксикона с СФП $m = 1$ $\eta_{max} = 25\%$ наблюдается при $1/R = -2.5$. Эта величина – самая маленькая среди рассмотренных вариантов. Поворот на 140 градусов осуществляется при изменении $1/R$ от –3 до –1.5, при этом эффективность больше или равна 13%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные комбинированные двухсекционные оптические элементы позволяют в некотором диапазоне расстояний формировать двухлепестковую картину, которая будет претерпевать поворот при распространении и фокусировке. Наибольший диапазон (угол поворота до 2π), обусловленный значительной стабильностью сформированной картины, обеспечивается усеченным биаксиконом. Рассмотренные элементы могут использоваться в некоторых задачах 3D-локализации точечных светящихся объектов, например, для тонких образцов. Однако, эффективность преобразования не превышает 50%, что будет ограничивать применение таких элементов в задачах, связанных с регистрацией слабых сигналов. С дру-

гой стороны, составные дифракционные оптические элементы, реализованные с помощью управляемых ПМС, обладают потенциальной возможностью перестройки в реальном времени, что может оказаться полезным на практике, например, при управлении параметрами оптических ловушек в задачах лазерной манипуляции микроскопическими и наноразмерными объектами. Полученные фазовые распределения можно использовать также в качестве начального приближения для итерационных алгоритмов, что позволит повысить их эффективность.

Исследование поддержано РФФИ (проекты № 20-02-00671 и № 19-32-90078).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rubinsztein-Dunlop H., Forbes A., Berry M.V. et al.* // J. Optics. 2016. V. 19. No. 1. Art. No. 013001.
2. *Абрамочкин Е.Г., Афанасьев К.Н., Волостников В.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 76; *Abramochkin E.G., Afanasiev K.N., Volostnikov V.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2008. V. 72. No. 1. P. 68.
3. *Воронцов Е.Н., Лосевский Н.Н., Котова С.П. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 12. С. 1732; *Vorontsov E.N., Losevsky N.N., Kotova S.P. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2008. V. 72. No. 12. P. 1637.
4. *Abramochkin E.G., Kotova S.P., Korobtsov A.V. et al.* // Laser Phys. 2006. V. 16. No. 5. P. 842.
5. *Rodrigo J.A., Alieva T., Abramochkin E. et al.* // Opt. Expr. 2013. V. 21. No. 18. P. 20544.
6. *Каримуллин К.Р., Князев М.В., Вайнер Ю.Г. и др.* // Опт. и спектроск. 2013. Т. 114. № 6. С. 943; *Karimullin K.R., Knyazev M.V., Vainer Yu.G. et al.* // Opt. Spectrosc. 2013. V. 114. No. 6. P. 859.
7. *Karimullin K., Knyazev M., Eremchev I. et al.* // Meas. Sci. Technol. 2013. V. 24. No. 2. Art. No. 027002.
8. *Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Naumov A.V. et al.* // Laser Phys. 2019. V. 29. No. 12. Art. No. 124009.
9. *Каримуллин К.Р., Князев М.В., Наумов А.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 12. С. 1539; *Karimullin K.R., Knyazev M.V., Naumov A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. No. 12. P. 1254.
10. *Магарян К.А., Михайлов М.А., Каримуллин К.Р. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 12. С. 1629; *Magaryan K.A., Mikhailov M.A., Karimullin K.R. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. No. 12. P. 1336.
11. *Каримуллин К.Р., Аржанов А.И., Наумов А.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 12. С. 1581; *Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Naumov A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 12. P. 1386.
12. *Каримуллин К.Р., Аржанов А.И., Наумов А.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1620; *Karimullin K.R., Arzhanov A.I., Naumov A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 11. P. 1438.
13. *Ерёмчев И.Ю., Еремчев М.Ю., Наумов А.В.* // УФН. 2019. Т. 189. № 3. С. 312; *Eremchev I.Y., Eremchev M.Y., Naumov A.V.* // Phys. Usp. 2019. V. 62. No. 3. P. 294.
14. *Anikushina T.A., Gladush M.G., Gorshelev A.A. et al.* // Faraday Discuss. 2015. V. 184. P. 263.
15. *Magaryan K.A., Mikhailov M.A., Karimullin K.R. et al.* // J. Lumin. 2016. V. 169. P. 799.
16. *Huang B., Wang W., Bates M. et al.* // Science. 2008. V. 319. No. 5864. P. 810.
17. *Pavani S.R.P., Piestun R.* // Opt. Expr. 2008. V. 16. No. 5. P. 3484.
18. *Shechtman Y., Sahl S.J., Backer A.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. No. 13. Art. No. 133902.
19. *Wang W., Shen F. Ye, H., Moringo N.A. et al.* // Opt. Expr. 2019. V. 27. No. 3. P. 3799.
20. *Волостников В.Г., Воронцов Е.Н., Котова С.П. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 7. С. 841; *Volostnikov V.G., Vorontsov E.N., Kotova S.P. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 7. P. 766.
21. *Прокопова Д.В., Воронцов Е.Н., Котова С.П. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 12. С. 1612; *Prokopova D.V., Vorontsov E.N., Kotova S.P. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 12. P. 1453.
22. *Grover G., Piestun R.* // SPIE BiOS. Int. Soc. Opt. Photon. 2013. Art. No. 85900M.
23. *Baranek M., Bouchal Z.* // J. Europ. Opt. Soc. Rapid Publ. 2013. V. 8. Art. No. 13017.
24. *Baranek M., Bouchal Z.* // XIX Polish-Slovak-Czech Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics. (Wojanow, 2014). Art. No. 94410N.
25. *Морозов А.А., Скиданов Р.В.* // Комп. опт. 2013. Т. 37. № 1. С. 68.
26. *Ковалев А.А., Котляр В.В.* // Комп. опт. 2007. Т. 31. № 3. С. 9.
27. *Котляр В.В., Ковалев А.А.* // Комп. опт. 2008. Т. 32. № 1. С. 9.
28. *Вдовин Г.В., Гуральник И.Р., Котова С.П. и др.* // Квант. электрон. 1999. Т. 26. № 3. С. 261; *Vdovin G.V., Guralnik I.R., Kotova S.P. et al.* // Quant. Electron. 1999. V. 29. No. 3. P. 261.
29. *Вдовин Г.В., Гуральник И.Р., Заякин О.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 80; *Vdovin G.V., Loktev M.Yu., Guralnik I.R. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2008. V. 72. No. 1. P. 71.
30. *Котова С.П., Патлань В.В., Самагин С.А.* // Квант. электрон. 2011. Т. 41. № 1. С. 58; *Kotova S.P., Patlan V.V., Samagin S.A.* // Quant. Electron. 2011. V. 41. No. 1. P. 58.
31. *Котова С.П., Патлань В.В., Самагин С.А.* // Квант. электрон. 2011. Т. 41. № 1. С. 65; *Kotova S.P., Patlan V.V., Samagin S.A.* // Quant. Electron. 2011. V. 41. No. 1. P. 65.
32. *Котова С.П., Майорова А.М., Самагин С.А.* // Опт. и спектроск. 2019. Т. 126. № 1. С. 18. *Kotova S.P., Maiorova A.M., Samagin S.A.* // Opt. Spectrosc. 2019. V. 126. P. 10.

Shaping of two-lobe light fields by means of combined two-section optical elements

D. V. Prokopova[a, b, *], S. P. Kotova[a], S. A. Samagin[a]

[a] *Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Samara branch, Samara, 443011 Russia*

[b] *Samara National Research University, Samara, 443086 Russia*

**e-mail: prokopovadv@gmail.com*

We study the possibility to shape light fields with two pronounced maxima in the intensity distribution, which undergo a rotation while propagating and focusing, using combined two-section optical elements. The situations are considered when the optical element is a combination of wedges, lenses and truncated axicons. Such light fields are in demand for optical manipulation and creation of a 3D nano-scope based on a fluorescence microscope.