

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ДЕМОНСТРАЦИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОАПЕРТУРНЫХ БИНАРНЫХ АКСИКОНОВ ПРИ ЛИНЕЙНОЙ И КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОСВЕЩАЮЩЕГО ПУЧКА

Хонина С.Н., Карпеев С.В., Алфёров С.В., Савельев Д.А.

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

Аннотация

Рассмотрена дифракция лазерного излучения с различной поляризацией на высокоапертурных бинарных аксиконах с различной структурой. Проведён теоретический анализ дифракции на аксиконе с использованием разложения по плоским волнам, и показано, что в зависимости от поляризации на оптической оси концентрируется либо продольная, либо поперечная компоненты электрического поля. Аналитически и численно показано, что внесение асимметрии в структуру аксикона позволяет формировать на оптической оси продольную компоненту для линейной и круговой поляризации освещающего пучка. Высокоапертурные бинарные аксиконы трёх конфигураций: осесимметричный, биаксикон и спиральный – изготовлены на основе технологии электронной литографии. Проведены экспериментальные измерения в ближней зоне дифракции для наиболее распространённых и легко реализуемых типов поляризации освещающего пучка – линейной и круговой. Экспериментальные результаты показали согласование с теоретическими исследованиями.

Ключевые слова: бинарный аксикон с высокой числовой апертурой, ближняя зона дифракции, линейная и круговая поляризация, продольная компонента электрического поля.

Введение

Известно, что аксикон формирует бесселевый пучок нулевого порядка, диаметр центрального пятна которого по полуспаду интенсивности $\text{FWHM} = 0,36\lambda$ [1, 2], что на 37% меньше, чем размер диска Эйри, формируемого линзой с той же числовой апертурой. Данный факт делает аксикон перспективным в приложениях, где необходимо формирование компактного в поперечном направлении светового пятна.

Однако для линейной поляризации освещающего аксикон излучения (которое производится большинством лазеров) уменьшению размера фокального пятна в общей интенсивности электромагнитного поля препятствует вклад продольной компоненты, усиливающийся при увеличении числовой апертуры и уширяющий поперечный размер светового пятна вдоль оси поляризации. В связи с этим во многих работах рассматривается радиально-поляризованный падающий пучок. При радиальной поляризации высокоапертурный аксикон формирует световое пятно, состоящее в основном из одной продольной компоненты, и позволяет достичь предсказанное скалярной теорией преодоление дифракционного предела по сравнению с линзой [3–7]. Выделение продольной компоненты важно в таких приложениях, как микроскопия, высокоразрешающая метрология, ускорение электронов и обработка материалов [8].

В работах [9–11] было показано, что для линейно-поляризованного излучения, падающего на бинарный аксикон с высокой числовой апертурой, можно сформировать продольную компоненту на оптической оси с помощью перпендикулярного оси поляризации фазового скачка. Аналогичный резуль-

тат получается при использовании биаксикона. Однако этот эффект возникает только при определённой взаимной ориентации оси поляризации и биаксикона. В работах [10, 11] был также рассмотрен спиральный бинарный аксикон, действие которого не зависит от поворота оси линейной поляризации.

Из линейной поляризации лазерного излучения довольно просто получить круговую поляризацию, которая обладает круговой симметрией даже при острой фокусировке. Однако световое пятно получается также уширенным из-за вклада продольной компоненты. Перераспределение продольной компоненты в центральную часть фокуса за счёт внесения линейной или вихревой фазовой сингулярности позволяет уменьшить размер светового пятна [2]. В этой работе было показано, что аналогичный результат можно получить при использовании вихревых аксиконов. Однако для бинарных структур, которые значительно проще в изготовлении, исследования не проводились.

В данной работе аналитически и численно исследуется дифракция лазерного излучения с линейной и круговой поляризацией на бинарных дифракционных аксиконах трёх типов (осесимметричном, биаксиконе и спиральном) с целью выделения на оптической оси продольной компоненты электрического поля. При моделировании использовался метод разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура [12] с учётом коэффициентов пропускания Френеля и метод конечных разностей во временной области (FDTD), реализованный в пакете программ Меер [13].

В статье [11] описаны результаты экспериментов с высокоапертурными бинарными аксиконами трёх упомянутых выше конфигураций при освещении их линейно-поляризованным пучком. Данные элемен-

ты были изготовлены в резисте по технологии прямой записи электронным пучком без достаточного контроля высоты рельефа, что привело к неоднозначным экспериментальным результатам [11].

В данной работе в экспериментальных исследованиях использовались высокоапертурные бинарные аксиконы, изготовленные по технологии электронной литографии, которая обеспечивает более высокое качество оптических элементов, чем в [11]. Для регистрации распределения поля в ближней зоне дифракции был использован ближнепольный микроскоп NT-MDT с апертурным металлизированным волоконным зондом, с помощью которого можно измерять как продольную, так и поперечные компоненты электрического поля [14]. При этом чувствительность к продольной компоненте в три раза выше, чем к поперечной [14], что обеспечивает уверенность в регистрации затухающей компоненты электрического поля.

Ранее ближнепольный микроскоп NT-MDT с апертурным металлизированным волоконным зондом был успешно использован для измерений острфокусированных цилиндрических пучков [15].

1. Теоретический анализ

При использовании метода разложения по плоским волнам компоненты электрического вектора вычисляются с помощью интеграла:

$$\mathbf{E}(u, v, z) = \begin{pmatrix} E_x(u, v, z) \\ E_y(u, v, z) \\ E_z(u, v, z) \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda^2} \times \\ \times \iint_{\Sigma_s} \mathbf{M}(\xi, \eta) \begin{pmatrix} F_x(\xi, \eta) \\ F_y(\xi, \eta) \end{pmatrix} \exp \left[ikz \sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)} \right] \times \quad (1) \\ \times \exp \left[ik(\xi u + \eta v) \right] d\xi d\eta,$$

где $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число, λ – длина волны,

$$\begin{pmatrix} F_x(\xi, \eta) \\ F_y(\xi, \eta) \end{pmatrix} = \\ = \iint_{\Sigma} \begin{pmatrix} E_{0x}(x, y) \\ E_{0y}(x, y) \end{pmatrix} \exp \left[-ik(\xi x + \eta y) \right] dx dy \quad (2)$$

$$\mathbf{M}_{el}(\sigma, \phi) = \begin{pmatrix} t_s(\sigma) + \cos^2 \phi (t_p(\sigma) \gamma - t_s(\sigma)) & \sin \phi \cos \phi (t_p(\sigma) \gamma - t_s(\sigma)) \\ \sin \phi \cos \phi (t_p(\sigma) \gamma - t_s(\sigma)) & t_s(\sigma) + \sin^2 \phi (t_p(\sigma) \gamma - t_s(\sigma)) \\ -t_p(\sigma) \sigma \cos \phi & -t_p(\sigma) \sigma \sin \phi \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$t_s(\sigma) = \frac{2(\gamma n_2 n_1 - n_1^2)}{2\gamma n_2 n_1 - (n_1^2 + n_2^2)}, \quad t_p(\sigma) = \frac{2(\gamma n_2 n_1 - n_1^2)}{\gamma(n_1^2 + n_2^2) - 2n_2 n_1} -$$

– коэффициенты пропускания Френеля для ТЕ- и ТМ-поляризованных компонент поля соответственно, n_1 – показатель преломления оптического элемента, n_2 – показатель преломления среды.

Если компоненты входного поля представимы в виде вихревых пучков:

– спектры тангенциальных компонент входного электрического поля $E_{0x}(x, y)$ и $E_{0y}(x, y)$, заданные в области апертуры Σ . Спектральные компоненты учитываются в ограниченной области пространственных частот Σ_s : $\sigma_1 \leq \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \leq \sigma_2$.

Матрица поляризационного преобразования $\mathbf{M}(\xi, \eta)$ в модификации Мансурипура [12] для свободного пространства имеет следующий вид:

$$\mathbf{M}(\xi, \eta) = \\ = \frac{1}{(\xi^2 + \eta^2)} \begin{pmatrix} \eta^2 + \xi^2 \gamma & \xi \eta (\gamma - 1) \\ \xi \eta (\gamma - 1) & \xi^2 + \eta^2 \gamma \\ -\xi(\xi^2 + \eta^2) & -\eta(\xi^2 + \eta^2) \end{pmatrix}, \quad (3) \\ \gamma = \sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)}.$$

В полярных координатах выражения (1) – (3) принимают следующий вид ($\sigma^2 = \xi^2 + \eta^2$):

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = \frac{1}{\lambda^2} \times \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \int_0^{2\pi} \mathbf{M}(\sigma, \phi) \begin{pmatrix} F_x(\sigma, \phi) \\ F_y(\sigma, \phi) \end{pmatrix} \times \quad (4) \\ \times \exp \left[ikz \sqrt{1 - \sigma^2} \right] \exp \left[ik\sigma \rho \cos(\theta - \phi) \right] \sigma d\sigma d\phi,$$

$$\mathbf{M}(\sigma, \phi) = \\ = \begin{pmatrix} 1 - \cos^2 \phi (1 - \gamma) & -\cos \phi \sin \phi (1 - \gamma) \\ -\cos \phi \sin \phi (1 - \gamma) & 1 - \sin^2 \phi (1 - \gamma) \\ -\sigma \cos \phi & -\sigma \sin \phi \end{pmatrix}, \quad (5) \\ \gamma = \sqrt{1 - \sigma^2},$$

$$\begin{pmatrix} F_x(\sigma, \phi) \\ F_y(\sigma, \phi) \end{pmatrix} = \int_0^{\sigma_2} \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} E_{0x}(r, \varphi) \\ E_{0y}(r, \varphi) \end{pmatrix} \times \quad (6) \\ \times \exp \left[-ikr \sigma \cos(\varphi - \phi) \right] r dr d\varphi.$$

В работе [9] было предложено следующим образом учитывать прохождение через оптический элемент:

$$E_{0j}(r, \varphi) = E_{0j}(r) \exp(im\varphi), \quad (8)$$

то выражения (4) – (8) можно упростить следующим образом [6, 9]:

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = k^2 i^{2m} \exp(im\theta) \times \\ \times \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \mathbf{Q}_m(\rho, \theta, \sigma) \begin{pmatrix} P_x(\sigma) \\ P_y(\sigma) \end{pmatrix} \exp \left[ikz \sqrt{1 - \sigma^2} \right] \sigma d\sigma, \quad (9)$$

$$\text{где } \begin{pmatrix} P_x(\sigma) \\ P_y(\sigma) \end{pmatrix} = \int_0^R \begin{pmatrix} E_{0x}(r) \\ E_{0y}(r) \end{pmatrix} J_m(kr\sigma) r dr, \quad (10)$$

$$\mathbf{Q}_m(\rho, \theta, \sigma) = \begin{bmatrix} t_s(\sigma)B_m^{SS}(t, \theta) + t_p(\sigma)\gamma B_m^{CC}(t, \theta) & B_m^{SC}(t, \theta)(t_p(\sigma)\gamma - t_s(\sigma)) \\ B_m^{SC}(t, \theta)(t_p(\sigma)\gamma - t_s(\sigma)) & t_s(\sigma)B_m^{CC}(t, \theta) + t_p(\sigma)\gamma B_m^{SS}(t, \theta) \\ -t_p(\sigma)\sigma B_m^C(t, \theta) & -t_p(\sigma)\sigma B_m^S(t, \theta) \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\text{где } B_m^C(t, \theta) = \frac{i}{2} [e^{i\theta} J_{m+1}(t) - e^{-i\theta} J_{m-1}(t)],$$

$$B_m^S(t, \theta) = \frac{1}{2} [e^{i\theta} J_{m+1}(t) + e^{-i\theta} J_{m-1}(t)],$$

$$B_m^{CC}(t, \theta) = \frac{1}{4} [2J_m(t) - e^{i2\theta} J_{m+2}(t) - e^{-i2\theta} J_{m-2}(t)],$$

$$B_m^{SS}(t, \theta) = \frac{1}{4} [2J_m(t) + e^{i2\theta} J_{m+2}(t) + e^{-i2\theta} J_{m-2}(t)],$$

$$B_m^{SC}(t, \theta) = \frac{i}{4} [e^{i2\theta} J_{m+2}(t) - e^{-i2\theta} J_{m-2}(t)], \quad t = k\rho r.$$

Выражения (8)–(11) удобны для теоретического анализа вклада различных компонент электрического поля на оптической оси при различных поляризациях падающего пучка и в зависимости от наличия фазовой вихревой составляющей. При рассмотрении поля на оптической оси ($\rho=0$) вид матрицы (11) для конкретных значений m существенно упрощается:

$$\mathbf{Q}_{m=0}(0, 0, \sigma) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} t_s(\sigma) + t_p(\sigma)\gamma & 0 \\ 0 & t_s(\sigma) + t_p(\sigma)\gamma \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

$$\mathbf{Q}_{m=\pm 1}(0, 0, \sigma) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ \pm i t_p(\sigma)\sigma & -t_p(\sigma)\sigma \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$\mathbf{Q}_{m=\pm 2}(0, 0, \sigma) = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} t_s(\sigma) - t_p(\sigma)\gamma & \mp(t_p(\sigma)\gamma - t_s(\sigma)) \\ \mp(t_p(\sigma)\gamma - t_s(\sigma)) & -(t_s(\sigma) - t_p(\sigma)\gamma) \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Для $|m| > 2$ все элементы матрицы (11) на оптической оси обнуляются.

Рассмотрим случаи наиболее распространённых типов поляризации – линейной, круговой, радиальной и азимутальной.

При линейной поляризации выражение (10) можно записать в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} P_x(\sigma) \\ P_y(\sigma) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_x \\ c_y \end{pmatrix} \int_0^R E_0(r) J_m(kr\sigma) r dr, \quad (15)$$

где c_x и c_y – коэффициенты поляризации падающего пучка.

В отсутствие вихревой фазы ($m=0$) поле (9) на оптической оси ($\rho=0$) примет вид:

$$\begin{aligned} E_{m=0}(0, 0, z) = \\ = -\frac{ik^2}{2} \begin{pmatrix} c_x \\ c_y \\ 0 \end{pmatrix} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \int_0^R E_0(r) J_0(kr\sigma) r dr \times \\ \times \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] [t_s(\sigma) + t_p(\sigma)\sqrt{1-\sigma^2}] \sigma d\sigma. \end{aligned} \quad (16)$$

Из (16) видно, что на оптической оси формируются только поперечные компоненты, а продольная равна нулю.

Если в поле имеется вихревая фаза первого порядка ($|m|=1$), то поле (9) на оптической оси ($\rho=0$) будет следующим:

$$\begin{aligned} E_{m=\pm 1}(0, 0, z) = \\ = -\frac{k^2}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \pm ic_x - c_y \end{pmatrix} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \int_0^R E_0(r) J_{\pm 1}(kr\sigma) r dr \times \\ \times \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] t_p(\sigma) \sigma^2 d\sigma = \\ = -\frac{ik^2}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ c_x \pm ic_y \end{pmatrix} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \int_0^R E_0(r) J_1(kr\sigma) r dr \times \\ \times \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] t_p(\sigma) \sigma^2 d\sigma. \end{aligned} \quad (17)$$

Т.е. присутствует только продольная компонента.

Для круговой поляризации $c_y = \pm ic_x$, следовательно, чтобы в (17) продольная компонента не исчезла, направление круговой поляризации и вихревой фазы должно быть противоположным.

2. Расчёт дифракции гауссова пучка с различной поляризацией

на высокоапертурных бинарных аксиконах

Фазовый дифракционный аксикон имеет комплексную функцию пропускания следующего вида:

$$\tau(r) = \exp(ik\alpha_0 r), \quad (18)$$

где α_0 – параметр аксикона, определяющий числовую апертуру аксикона $NA = \sin \alpha_0$.

Рассмотрим высокоапертурные ($\alpha_0 = 0,95$) бинарные микроаксиконы вида:

$$\tau_b(r) = \exp\{i \arg[\cos(k\alpha_0 r) \cos(m\varphi)]\}, \quad (19)$$

$$\tau_s(r) = \exp\{i \arg[\cos(k\alpha_0 r + m\varphi)]\} \quad (20)$$

для излучения в видимом диапазоне $\lambda = 0,532$ мкм, радиусом $R = 21\lambda$.

При $m=0$ обе формулы соответствуют осесимметричному аксикону, а при $m=1$ выражение (13) позволяет получить биаксикон, а выражение (14) – спираль-

ный аксикон. На рис. 1 показаны фазы для трёх типов бинарных аксиконов – осесимметричного (рис. 1а), биаксикона (рис. 1б) и спирального (рис. 1в).

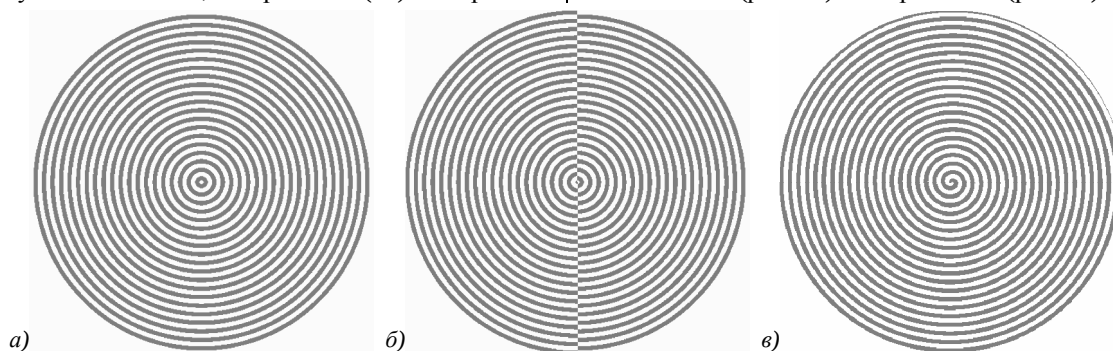


Рис. 1. Фазы для трёх типов бинарных аксиконов – осесимметричного (а), биаксикона (б) и спирального (в)

Для пропускающих функций вида (19) и (20) спектральное распределение для различных компонент сосредоточено на радиусе спектральных частот, пропорциональных параметру аксикона $P_j(\sigma) \sim \delta(\sigma - \alpha_0)$, где $\delta(\cdot)$ – дельта-функция. В этом случае распределение на оптической оси очень легко проанализировать.

При использовании осесимметричного аксикона ($m=0$) интенсивность на оптической оси имеет одинаковое значение как для линейной, так и для круговой поляризации:

$$\begin{aligned} |E_{m=0}|^2(0,0,z) &= \\ &= 0,25k^4 \left[t_s(\alpha_0) + t_p(\alpha_0)\sqrt{1-\alpha_0^2} \right]^2 \times \\ &\times \alpha_0^2 \xrightarrow{\alpha_0 \rightarrow 1} 0,25k^4 t_s^2(\alpha_0) \alpha_0^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Причём, как следует из (9), вклад продольной компоненты отсутствует на оптической оси. Результаты моделирования, иллюстрирующие эту ситуацию, приведены в первом столбце табл. 1.

Биаксикон содержит в своей структуре фазовые вихри первого порядка обоих знаков $|m|=1$ и его действие для линейной поляризации можно определить, используя выражение (17):

$$\begin{aligned} |E_{m=1}(0,0,z) + E_{m=-1}(0,0,z)|^2 &= \\ &= k^4 \left[t_p(\alpha_0) \alpha_0^2 \right]^2 \begin{cases} 1, & x - \text{линейная,} \\ 0,5, & xy - \text{линейная,} \\ 0, & y - \text{линейная.} \end{cases} \end{aligned} \quad (22)$$

Таким образом, при линейной поляризации доля энергии на оптической оси зависит от ориентации биаксикона по отношению к плоскости поляризации. Т.е., вращая оптический элемент, можно регулировать значение интенсивности на оптической оси, которое полностью определяется продольной компонентой электрического поля. Данная ситуация иллюстрируется во втором столбце табл. 1.

При круговой поляризации в выражении (17) имеется зависимость от знака оптического вихря $\text{sign}(m)$ и направления поляризации $\text{sign}(p)$:

$$\begin{aligned} c_x + \text{sign}(m)i(\text{sign}(p)ic_x) &= \\ &= c_x(1 - \text{sign}(m)\text{sign}(p)) = \\ &= \begin{cases} 0, & \text{sign}(m) = \text{sign}(p), \\ 2c_x, & \text{sign}(m) \neq \text{sign}(p). \end{cases} \end{aligned} \quad (23)$$

В биаксиконе (19) присутствуют оптические вихри обоих знаков, поэтому результат не зависит от направления поляризации – на оптической оси всегда имеется ненулевое значение продольной компоненты.

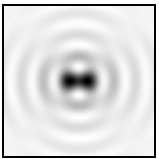
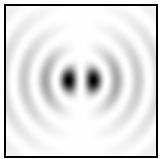
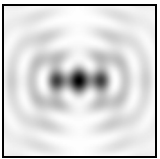
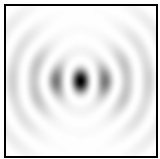
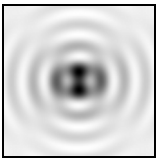
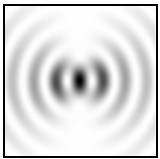
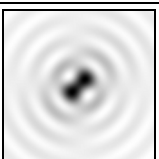
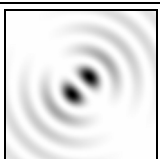
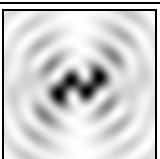
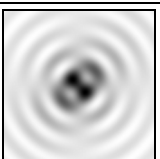
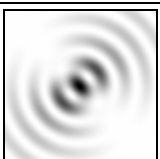
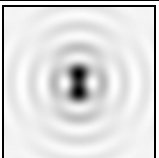
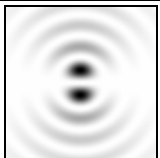
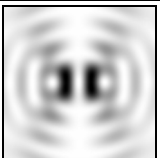
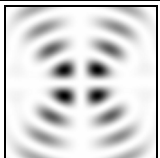
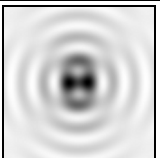
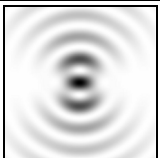
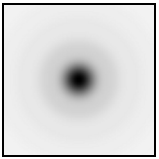
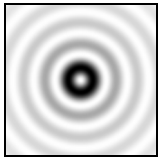
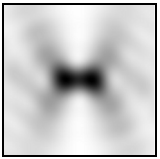
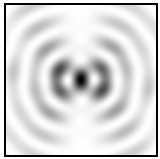
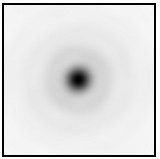
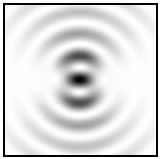
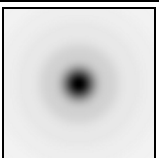
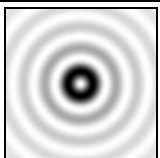
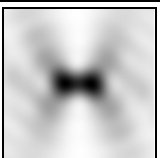
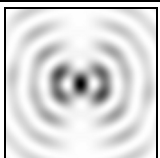
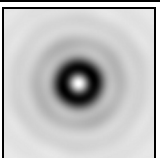
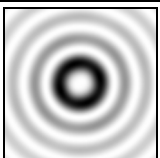
Спиральный аксикон содержит только один оптический вихрь первого порядка, и вне зависимости от его знака для линейной поляризации на оптической оси будет формироваться продольная компонента. Это следует из анализа выражения (17) и показано на численных примерах в третьем столбце табл. 1. Для круговой поляризации из (23) следует зависимость распределения от направления поляризации, что также отражено в третьем столбце табл. 1.

Заметим, что при использовании асимметричных аксиконов практически во всех случаях на оптической оси формируется продольная компонента, энергию которой можно варьировать либо за счёт вращения оптического элемента, либо за счёт изменения направления поляризации излучения. Световое пятно, соответствующее продольной компоненте, во многих случаях имеет размер менее дифракционного предела хотя бы в одном из направлений.

Вносить фазовую сингулярность можно не только в структуру оптического элемента, но и в падающий пучок, например, с помощью дополнительных фазовых пластинок оптических элементов [16]. Либо можно использовать для освещения осесимметричного аксикона лазерные моды высоких порядков.

Для моделирования дифракции различных гауссовых пучков на осесимметричном бинарном аксиконе (рис. 1а) использовался метод конечных разностей во временной области (FDTD), реализованный в программном пакете Меер [13]. Параметры моделирования: длина волны излучения $\lambda = 0,532$ мкм, радиус аксикона $R = 4,462\lambda$, числовая апертура $NA = \alpha_0 = 0,95$.

Таблица 1. Распределение интенсивности в поперечной плоскости на расстоянии 1,5 мкм от элемента для совокупности компонент (левое изображение в колонке) и отдельно для продольной компоненты (правое изображение в колонке)

Поляризация	Осесимметричный аксикон, $ E ^2, E_z ^2$	Биаксикон, $ E ^2, E_z ^2$	Спиральный аксикон, $ E ^2, E_z ^2$
х-линейная	  FWHM(–) = 0,87λ, FWHM(∥) = 0,34λ	  FWHM(–) = 0,52λ, FWHM(∥) = 0,5λ; FWHM _z (–) = 0,32λ, FWHM _z (∥) = 0,47λ	  FWHM(–) = 0,41λ, FWHM(∥) = 0,85λ; FWHM _z (–) = 0,3λ, FWHM _z (∥) = 0,54λ
ху-линейная	 	 	 
у-линейная	 	 	 
Круговая «+»	  FWHM = 0,68λ	  FWHM(–) = 1,32λ, FWHM(∥) = 0,54λ; FWHM _z (–) = 0,32λ, FWHM _z (∥) = 0,47λ	  FWHM = 0,54λ, FWHM _z = 0,38λ
Круговая «–»	 	 	 

Размер расчётной области $x, y \in [-6,5\lambda; 6,5\lambda]$, $z \in [6\lambda; 6\lambda]$. Толщина поглощающего слоя PML – 2λ , шаг дискретизации по пространству – $\lambda/30$, шаг дискретизации по времени – $\lambda/(60c)$, где c – скорость света.

Толщина подложки аксикона равна 8λ . Источник находится на расстоянии 2λ перед рельефом аксикона, внутри подложки. Показатель преломления аксикона и подложки, в которой выполнен бинарный рельеф вида (12), равен $n = 1,46$. В этом случае высота микрорельефа составляет:

$$h = \frac{\lambda}{2(n-1)} \approx 1,087\lambda. \quad (24)$$

В табл. 2 приведены результаты моделирования методом FDTD дифракции на осесимметричном аксиконе фундаментальной гуссовой моды, моды Га-

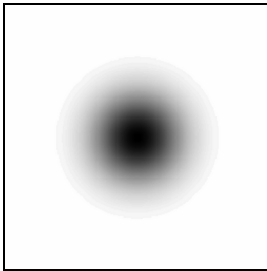
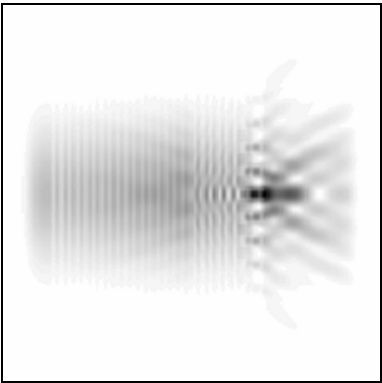
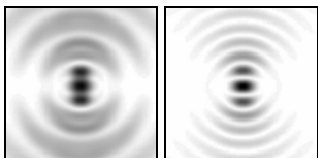
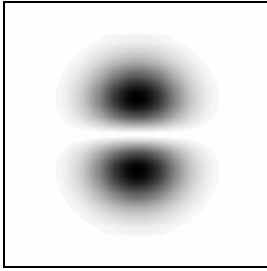
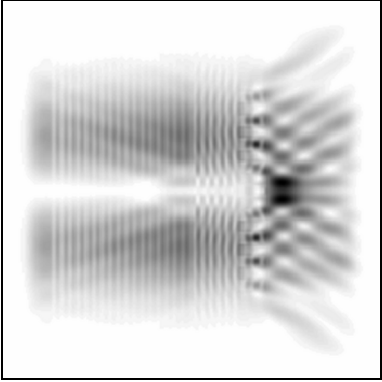
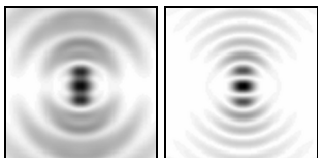
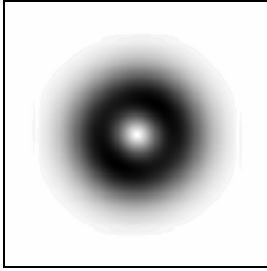
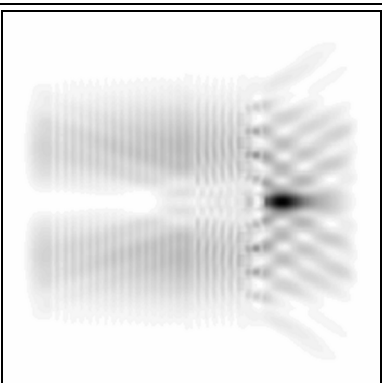
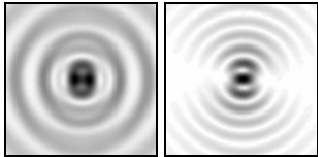
усса–Эрмита (0,1), имеющей линейную фазовую особенность, которая соответствует действию биаксикона, и моды Гаусса–Лагерра (0,1), имеющей вихревую фазовую особенность, которая соответствует действию спирального аксикона. В табл. 2 показаны продольные и поперечные распределения интенсивности при линейной у-поляризации входных пучков, также приведены размеры световых пятен по полуспаду интенсивности.

Полученные результаты близки к приведённым в табл. 1, что доказывает аналогичность рассматриваемых ситуаций. Однако количественные оценки размеров формируемого светового пятна при использовании метода конечных разностей оказались несколько выше, чем предсказанные в предыдущем разделе. Данное количественное расхождение свя-

зано с учётом реальных оптических характеристик. В частности, в работе [17] было показано, что усиление продольной компоненты и уменьшение раз-

меров светового пятна может быть достигнуто увеличением показателя преломления материала оптического элемента.

Таблица 2. Моделирование методом FDTD дифракции различных гауссовых пучков на осесимметричном аксиконе при линейной у-поляризации

Распределение интенсивности во входной плоскости YX	Распределение интенсивности в плоскости YZ [$17\lambda \times 16\lambda$]	Распределение в плоскости максимальной интенсивности, $ E ^2$, $ E_z ^2$
Фундаментальная гауссова мода 		 $FWHM(-) = 0,44\lambda$, $FWHM(I) = 0,86\lambda$
Мода Гаусса–Эрмита (0,1) 		 $FWHM(-) = 0,76\lambda$, $FWHM(I) = 1,49\lambda$, $FWHM_z(-) = 0,73\lambda$, $FWHM_z(I) = 0,43\lambda$
Мода Гаусса–Лагерра (0,1) 		 $FWHM(-) = 1,05\lambda$, $FWHM(I) = 1,47\lambda$, $FWHM_z(-) = 0,73\lambda$, $FWHM_z(I) = 0,43\lambda$

3. Экспериментальные результаты

Бинарные высокоапертурные аксиконы были изготовлены в подложке из SiO_2 с использованием электронной литографии и реактивного ионного травления на технологической базе Университета Восточной Финляндии, Йоенсуу. Размеры оптических элементов $22,68 \times 22,68$ мкм, период кольцевых линий аксиконов $d = 560$ нм, глубина рельефа – 640 нм. Для излучения с длиной волны 532 нм дан-

ные параметры соответствуют числовой апертуре $NA = 0,95$. Глубина рельефа несколько выше оптимальной, которая по формуле (24) для показателя преломления подложки $n = 1,46$ равна 578 нм, однако такая погрешность не должна сказываться на качественной картине дифракции. Вид рельефа аксиконов, полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа, показан на рис. 2.

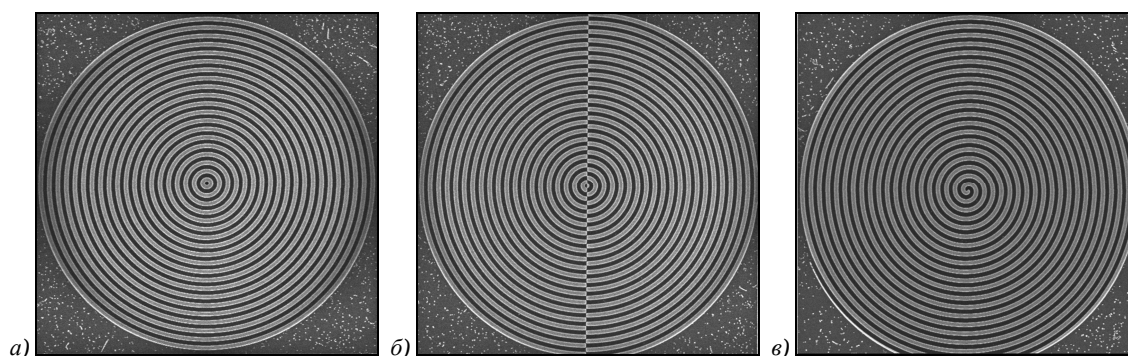


Рис. 2. Вид трёх типов бинарных аксиконов в сканирующем электронном микроскопе: осесимметричного (а), биаксикона (б) и спирального (в)

Распределения интенсивности, формируемые изготовленными оптическими элементами, были исследованы методом ближнепольной сканирующей оптической микроскопии (near-field scanning optical microscope – NSOM). Для регистрации распределения поля в ближней зоне дифракции был использован ближнепольный микроскоп NT-MDT с апертурным металлизированным волоконным зондом, с помощью которого можно измерять как продольную, так и поперечные компоненты электрического поля [14].

В работе [14] была показана избирательная чувствительность такого зонда к различным компонентам электрического поля. В частности, было показано, что измеряемая интенсивность пропорциональна величине:

$$I_M = |E_x|^2 + |E_y|^2 + 3|E_z|^2, \quad (25)$$

что обеспечивает уверенность в регистрации затухающей компоненты электрического поля.

Для освещения аксиконов излучение лазера с длиной волны 532 нм фокусировалось 8× микрообъективом, причём аксикон помещался вблизи перетяжки сфокусированного пучка, размер которой согласуется с размером аксикона. В отличие от методики, применявшейся в работе [15], при измерениях использовался режим привязки апертуры металлизированного волоконного зонда к поверхности элементов, позволяющий измерять интенсивность электромагнитного поля на расстояниях порядка длин волн от поверхности элемента.

В табл. 3 и 4 показаны картины дифракции различных пучков на различных аксиконах в ближней зоне на расстоянии 1–3 мкм от элемента. Приведён общий вид и более детальная экспериментальная картина, также для сравнения показаны соответствующие картины моделирования для общей интенсивности и продольной компоненты.

В табл. 3 приведены результаты дифракции линейно-поляризованного пучка с различным направлением оси поляризации. Экспериментальные результаты качественно подтверждают теоретические исследования: картина дифракции линейно-поляризованного пучка на высокоапертурных аксиконах асимметрична и зависит от поворота пучка. Для осесимметричного и спирального аксиконов происхо-

дит соответствующее вращение картины дифракции в виде вытянутого светового пятна, а для биаксикона картина полностью меняется: если ось поляризации перпендикулярна линии биаксикона, то в центре формируется компактное световое пятно, а если совпадает, то в центре интенсивность отсутствует.

Имеется некоторое различие в количественных оценках размеров световых пятен, полученных экспериментально и предсказанных теоретически. Однако наблюдается меньшее различие в оценках в случае, когда световое пятно формируется в основном за счёт продольной компоненты. Это связано с различной чувствительностью используемого зонда к различным компонентам электрического поля [14].

В табл. 4 приведены результаты дифракции лазерного пучка с круговой поляризацией. Экспериментальные результаты также полностью соответствуют теоретическим исследованиям: картина дифракции на биаксиконе асимметрична, а для осесимметричного и спирального аксикона картина дифракции обладает осевой симметрией. При этом размер светового пятна для спирального аксикона наименьший. Также наблюдается хорошее согласование экспериментальных и теоретических оценок размеров светового пятна. Причём если световое пятно формируется преимущественно за счёт продольной компоненты, то экспериментальная оценка оказывается ближе именно к теоретическому размеру для этой компоненты, а не общей интенсивности. Как было замечено ранее, это связано с большей чувствительностью зонда к продольной компоненте (25).

В целом, следует отметить удовлетворительное согласование экспериментальных и теоретических результатов как по геометрии, так и по масштабу распределений. В качестве основных причин имеющих отклонений результатов эксперимента от теории следует назвать: прежде всего достаточно большой (100 нм) размер апертуры зонда, который в ряде случаев не позволял измерить распределение интенсивности с достаточным разрешением. Размер некоторых пиков интенсивности не превышает 0,3–0,4λ, а промежутки между ними ещё меньше, что приводит к некоторой размытости полученных экспериментальных картин.

Таблица 3. Картины дифракции линейно-поляризованного пучка на различных аксиконах в ближней зоне при различной ориентации оси поляризации

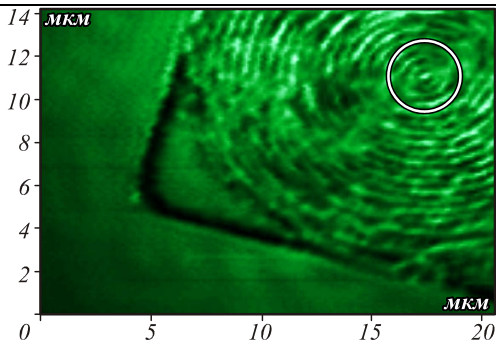
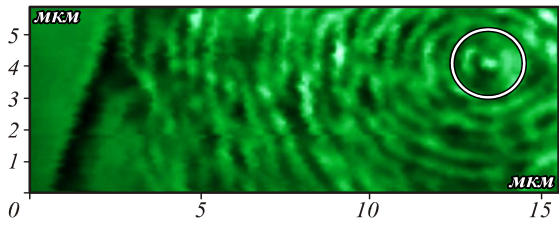
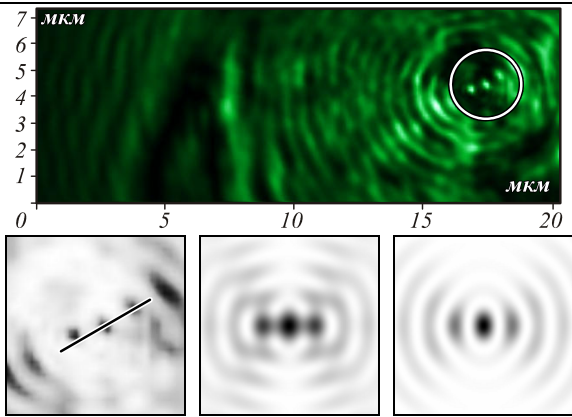
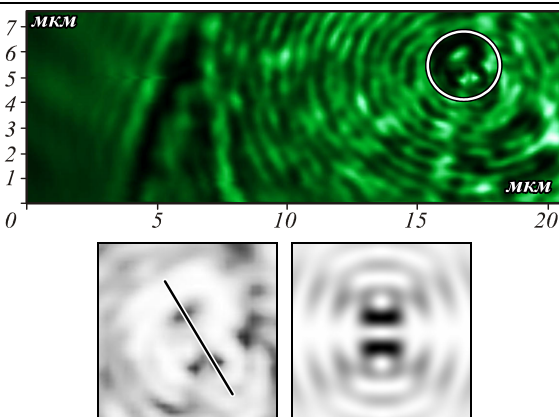
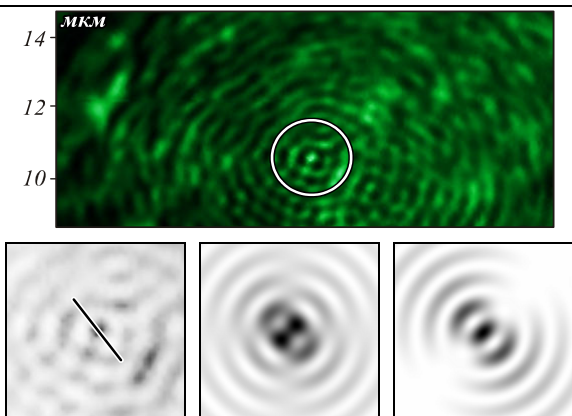
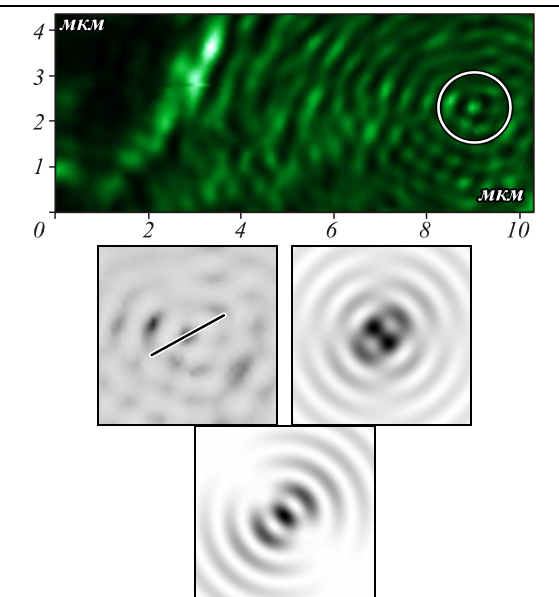
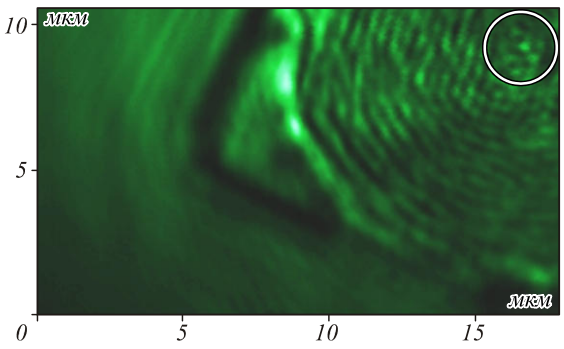
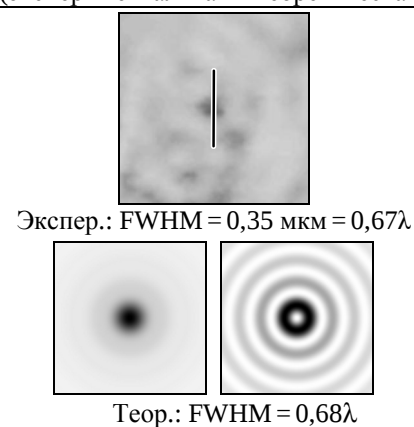
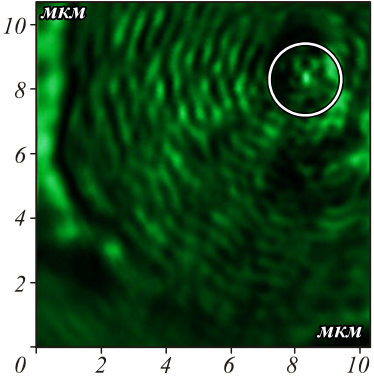
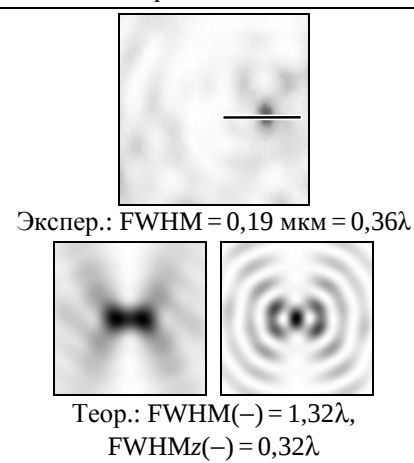
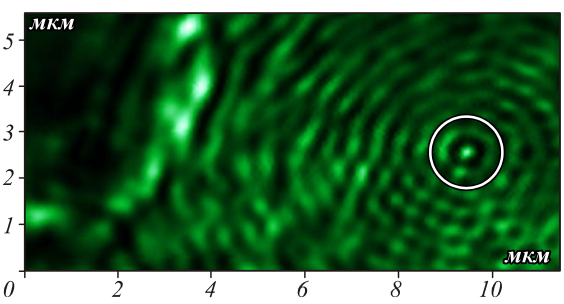
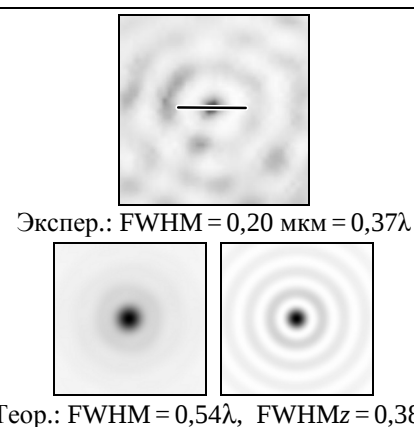
	Линейная горизонтальная поляризация	Линейная вертикальная поляризация
Осесимметричный аксикон	 Экспер.: FWHM = 0,22 мкм = 0,41λ Теор.: FWHM = 0,34λ	 Экспер.: FWHM = 0,23 мкм = 0,43λ
Биаксикон	 Экспер.: FWHM = 0,18 мкм = 0,34λ Теор.: FWHM = 0,52λ, FWHMz = 0,32λ	 Экспер.: FWHM = 0,24 мкм = 0,45λ
Спиральный аксикон	 Экспер.: FWHM = 0,19 мкм = 0,36λ Теор.: FWHM = 0,41λ, FWHMz = 0,3λ	 Экспер.: FWHM = 0,21 мкм = 0,39λ

Таблица 4. Картины дифракции лазерного пучка с круговой поляризацией на различных аксиконах в ближней зоне

	Общий вид	Детальная картина (экспериментальная и теоретическая)
Оссимметричный аксикон		
Биаксикон		
Спиральный аксикон		

Кроме того, сами элементы и обратные стороны подложек не просветлялись, что приводило к переотражениям света и, как следствие, к появлению паразитных интерференционных картин с периодом, близким к характерным размерам исследуемых распределений. Визуально это проявлялось в некоторой паразитной модуляции, приводящей к появлению разрывов колец и некоторому искажению картины пиков. Также свой вклад вносят и шумы, свойственные вообще данному методу измерений из-за низкого уровня измеряемого сигнала, которые наблюдались при подобных исследованиях и ранее в работе [15].

Основное количественное различие в экспериментальных и теоретических оценках связано с селективной чувствительностью ближнепольного микроскопа NT-MDT с апертурным металлизированным волоконным зондом к различным компонентам электрического поля [14]. В данной работе эта особенность не является недостатком, т.к. целью исследований является экспериментальная демонстрация формирования в центре фокальной области продольной компоненты электрического поля при использовании излучения с линейной и круговой поляризацией.

Получили экспериментальное подтверждение характерные особенности большинства картин. В частности асимметрия светового пятна при линейной поляризации и зависимость картины дифракции от вращения оптического элемента или падающего пучка. Также подтверждено уменьшение размера светового пятна при перераспределении в центральную часть продольной компоненты электрического поля.

Заключение

На основе использования разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура с учётом коэффициентов пропускания Френеля выполнен анализ и моделирование действия высокоапертурных (числовая апертура $NA = 0,95$) бинарных аксиконов различных типов – осесимметричного, биаксикона и спирального.

Асимметричные аксиконы (биаксикон или спиральный аксикон) необходимы, чтобы выделить продольную компоненту в центре пучка для линейно- или циркулярно-поляризованного излучения.

В работе показано, что при линейной поляризации падающего на биаксикон излучения долю энергии на оптической оси, которая формируется за счёт продольной компоненты электрического поля, можно регулировать при вращении оптического элемента. Для излучения с круговой поляризацией биаксикон позволяет формировать продольную компоненту на оптической оси без зависимости от ориентации оптического элемента или направления поляризации.

Спиральный аксикон, наоборот, демонстрирует зависимость картины дифракции от направления круговой поляризации – при противоположных направлениях поляризации и спирали в центре формируется компактное световое пятно, состоящее в основном из продольной компоненты электрического поля, при совпадающих направлениях интенсивность в центральной части отсутствует. Для линейно-поляризованного пучка спиральный аксикон обеспечивает наличие продольной компоненты в центре картины дифракции независимо от ориентации оптического элемента по отношению к направлению поляризации.

Таким образом, два рассмотренных типа асимметричных аксиконов могут использоваться в различных режимах – как управляемые оптические элементы или не зависящие от внешнего воздействия.

Результаты эксперимента качественно согласуются с теоретическими результатами как по геометрии, так и по масштабу распределений. Основное количественное различие в экспериментальных и теоретических оценках связано с селективной чувствительностью ближнепольного микроскопа NT-MDT с апертурным металлизированным волоконным зондом к различным компонентам электрического поля. В данной работе эта особенность позволила уверенно продемонстрировать формирование в центре фокальной области продольной компоненты электрического поля для линейной и круговой поляризации излучения.

Характерные особенности большинства картин, а именно: асимметрия светового пятна при линейной поляризации и зависимость картины дифракции от вращения оптического элемента или падающего пучка, а также уменьшение размера светового пятна при перераспределении в центральную часть продольной компоненты электрического поля – получили экспериментальное подтверждение.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 13-07-97004-р_поволжье_а, гранта ФЦП «Кадры» Минобрнауки (соглашение 8231), а также гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-4128.2012.9.

Авторы благодарят группу проф. Яри Турунена (Университет Восточной Финляндии, Йоенсуу) за изготовление оптических элементов.

Литература

1. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha and I. Golub // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – P. 3540-3542.
2. **Хонина, С.Н.** Исследование применения аксиконов в высокоапертурной фокусирующей системе / С.Н. Хонина, С.Г. Волотовский // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 35-51.
3. **Zhang, Y.** Vector propagation of radially polarized Gaussian beams diffracted by an axicon / Y. Zhang, L. Wang, C. Zheng // J. Opt. Soc. Am. A. – 2005. – Vol. 22, N 11. – P. 2542-2546.
4. **Grosjean, T.** Conical optics: the solution to confine light / T. Grosjean, F. Baida and D. Courjon// APPLIED OPTICS. – 2007. – Vol. 46, N 11. – P. 1994-2000.
5. **Котляр, В.В.** Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксиконов / В.В. Котляр, С.С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 1. – С. 52-60.
6. **Хонина, С.Н.** Алгоритмы быстрого расчёта дифракции радиально-вихревых лазерных полей на микроапертуре / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волотовский, М.А. Ананьин // Известия Самарского научного центра РАН. – 2010. – Т. 12, № 3. – С. 15-25.
7. **Хонина, С.Н.** Линзакон: непараксиальные эффекты / С.Н. Хонина, Н.Л. Казанский, А.В. Устинов, С.Г. Волотовский // Оптический журнал. – 2011. – Т. 78, № 11. – С. 44-51.
8. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Qiwen Zhan // Advances in Optics and Photonics. – 2009. – V. 1. – P. 1457.
9. **Хонина, С.Н.** Расчёт дифракции линейно-поляризованного ограниченного пучка с постоянной интенсивностью на высокоапертурных бинарных микроаксиконах в ближней зоне / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волотовский, А.А. Ковалёв // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 443-460.
10. **Хонина, С.Н.** Формирование осевого отрезка с уменьшенным поперечным размером для линейной поляризации освещающего пучка с помощью высокоапертурных бинарных аксиконов, не обладающих осевой симметрией / С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 461-468.
11. **Хонина, С.Н.** Экспериментальное исследование дифракции линейно-поляризованного Гауссова пучка на бинарных микроаксиконах с периодом, близким к длине волны / С.Н. Хонина, Д.В. Нестеренко, А.А. Моро-

- зов, Р.В. Скиданов, И.А. Пустовой // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 1. – С. 11-21.
12. **Mansuripur, M.** Certain computational aspects of vector diffraction problems / M. Mansuripur // J. Opt. Soc. Am. A. – 1989. – Vol. 6, N 5. – P. 786-805.
 13. **Oskooi, A.F.** Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method / A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson // Computer Physics Communications. – 2010. – Vol. 181. – P. 687-702.
 14. **Jia, B.** Direct observation of a pure focused evanescent field of a high numerical aperture objective lens by scanning near-field optical microscopy / B. Jia, X. Gan and M. Gu // Appl. Phys. Letters. – 2005. – Vol. 86. – P. 131110.
 15. **Карпеев, С.В.** Исследование острой фокусировки поляризационно-неоднородных лазерных пучков высокого порядка методами ближнепольной микроскопии / С.В. Карпеев, С.Н. Хонина, С.В. Алфёров, // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36, № 4. – С. 506-510.
 16. Методы компьютерной оптики: Учебник // под ред. В.А. Соифера. Издание 2-е, исправленное. – М.: Физматлит, 2003. – 688 с.
 17. **Савельев, Д.А.** Сравнение моделирования дифракции линейно-поляризованного гауссова пучка на бинарном аксиконе с высокой числовой апертурой интегральным и разностным методами / Д.А. Савельев // Известия Самарского научного центра РАН. – 2012. – Т. 14, № 4. – С. 38-46.

References

1. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha and I. Golub // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – P. 3540-3542.
2. **Khonina, S.N.** Investigation of axicon application in high-aperture focusing system / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // Computer Optics. – 2010. – V. 34, N 1. – P. 35-51. – (In Russian).
3. **Zhang, Y.** Vector propagation of radially polarized Gaussian beams diffracted by an axicon / Y. Zhang, L. Wang, C. Zheng // J. Opt. Soc. Am. A. – 2005. – Vol. 22, N 11. – P. 2542-2546.
4. **Grosjean, T.** Conical optics: the solution to confine light / T. Grosjean, F. Baida and D. Courjon // Appl. Opt. – 2007. – Vol. 46, N 11. – P. 1994-2000.
5. **Kotlyar, V.V.** Simulation of sharp-focusing radially polarized laser mode with a conical and binary micro-axicons / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // Computer Optics. – 2009. – V. 33, N 1. – P. 52-60. – (In Russian).
6. **Khonina, S.N.** Algorithms for fast calculation of diffraction radial vortex laser fields on the micro-aperture / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskiy, M.A. Ananin // News of Samara Scientific Center of RAS. – 2010. – N 12(3). – P. 15-25. – (In Russian).
7. **Khonina, S.N.** The lensacon: nonparaxial effects / S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy, A.V. Ustinov and S.G. Volotovskiy // J. Opt. Technol. – 2011. – Vol. 78(11). – P. 724-729.
8. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Qiwen Zhan // Advances in Optics and Photonics. – 2009. – V. 1. – P. 1457.
9. **Khonina, S.N.** Calculation of diffraction of the linearly-polarized limited beam with uniform intensity on high-aperture binary micro-axicons in a near zone / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskiy, A.A. Kovalev // Computer Optics. – 2010. – V. 34, N 4. – P. 443-460. – (In Russian).
10. **Khonina, S.N.** Formation of an axial line with the reduced cross-section size for linear polarization of an illuminating beam by means of high-aperture binary axicons without axial symmetry / S.N. Khonina // Computer Optics. – 2010. – V. 34, N 4. – P. 461-468. – (In Russian).
11. **Khonina, S.N.** Narrowing of a light spot at diffraction of linearly-polarized beam on binary asymmetric axicons / S.N. Khonina, D.V. Nesterenko, A.A. Morozov, R.V. Skidanov, V.A. Soifer // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), Allerton Press. – 2012. – Vol. 21(1). – P. 17-26.
12. **Mansuripur, M.** Certain computational aspects of vector diffraction problems / M. Mansuripur // J. Opt. Soc. Am. A. – 1989. – Vol. 6, N 5. – P. 786-805.
13. **Oskooi, A.F.** Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method / A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson // Computer Physics Communications. – 2010. – Vol. 181. – P. 687-702.
14. **Jia, B.** Direct observation of a pure focused evanescent field of a high numerical aperture objective lens by scanning near-field optical microscopy / B. Jia, X. Gan and M. Gu // Appl. Phys. Letters. – 2005. – Vol. 86. – P. 131110.
15. **Karpeev, S.V.** Investigation of focusing inhomogeneously polarized higher-order laser beams / S.V. Karpeev, S.N. Khonina, S.V. Alferov // Computer Optics. – 2012. – V. 36, N 4. – С. 506-510. – (In Russian).
16. Method for Computer Design of Diffractive Optical Elements / ed. by V.A. Soifer – New York: Wiley & Sons, Inc. – 2002. – 765 p.
17. **Savelyev, D.A.** Comparison of simulation diffraction linearly polarized Gaussian beam by a binary axicon with a high numeric aperture integral and difference method / D.A. Savelyev // News of Samara Scientific Center of RAS. – 2012. – V. 14, N 4. – P. 38-46. – (In Russian).

EXPERIMENTAL DEMONSTRATION OF GENERATION OF LONGITUDINAL COMPONENT OF THE ELECTRIC FIELD ON THE OPTICAL AXIS BY HIGH-APERTURE BINARY AXICON FOR LINEAR AND CIRCULAR POLARIZATION OF THE INCIDENT BEAM

S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov, D.A. Savelyev
Image Processing Systems Institute of the RAS,
S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University)

Abstract

We consider the diffraction of the laser radiation with different polarization on high-aperture binary axicon with different structures. We have performed theoretical analysis of axicon diffraction with expansion in plane waves and shown that depending on the polarization either the longitudinal or the transverse components of the electric field are focused on the optical axis. Analytically and numerically shown that the asymmetry in the structure of the axicon can provide the longitudinal component on the optical axis for the linear and circular polarization of the incident beam. High-aperture binary axicons of three configurations – axisymmetric, bi-axicon and spiral - are produced by electron beam lithography technology. We have performed experimental measurements in the near-field diffraction

for the most common and easily implemented types of polarization of the incident beam - linear and circular. The experimental results show agreement with the theoretical studies.

Key words: binary axicon with a high numerical aperture, the near field diffraction, linear and circular polarization, the longitudinal electric field component.

Сведения об авторах

Сведения об авторе **Хонина Светлана Николаевна** – см. стр. 67 этого номера.



Карпеев Сергей Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва; ведущий научный сотрудник Института систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, модовые и поляризационные преобразования, волоконная оптика, оптическая обработка изображений.

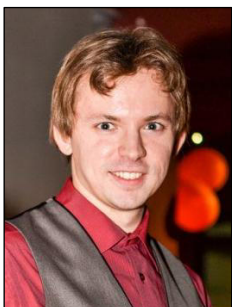
E-mail: karp@smr.ru.

Sergei Vladimirovich Karpeev, Doctor of Physical and Mathematical Sciences; Professor of the Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov. Leading researcher of the Image Processing Systems Institute of the RAS. Research interests: diffractive optics, singular optics, mode and polarization transformations, optical manipulating, optical and digital image processing.



Алфёров Сергей Владимирович, стажёр-исследователь ЛМНТ ИСОИ РАН, аспирант, программист лаборатории НИЛ-35 Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва. Область научных интересов: дифракционная оптика, ближнепольная микроскопия.

Sergei Vladimirovich Alferov, trainee researcher of Laboratory of Micro- and Nano- technology at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS). Post graduated student, programmer of laboratory SRL-35 of the Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov. Research interests: diffractive optics, near-field microscopy.



Савельев Дмитрий Андреевич, стажёр-исследователь ЛЛИ ИСОИ РАН, аспирант Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва. Область научных интересов: оптическая и цифровая обработка изображений, дифракционная оптика, сингулярная оптика.

E-mail: dmity.savelyev@yandex.ru.

Dmitry Andreevich Savelyev, trainee researcher of Laser Measurements Laboratory at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS), post-graduate student of the Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov. Research interests: optical and digital image processing, diffractive optics, singular optics.

Поступила в редакцию 26 февраля 2013 г.