

ФОРМИРОВАНИЕ КОНИЧЕСКОЙ ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ПРИ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКЕ

© 2013 С.Н. Хонина, А.В. Устинов

Институт систем обработки изображений РАН, Самара

Поступила в редакцию 18.07.2013

В работе исследуется формирование конической фокальной области на основе дополнения острофокусирующего объектива дифракционным фраксиконом, частным случаем которого является линейный аксикон. Изменение параметра фраксикона позволяет варьировать вытянутость конического распределения, что обеспечивает в острой части конуса формирование субволнового светового пятна. Аналогично действию узкой кольцевой апертуры уменьшение размеров фокального пятна достигается за счет потери энергии в центре фокуса. Однако сформированный световой конус позволяет выбирать наилучшее для пользователя соотношение энергетических и геометрических характеристик фокального пятна за счет смещения из фокуса. При круговой поляризации показана эффективность фраксикона как по компактности фокального пятна, так и по энергетическим характеристикам.

Ключевые слова: острая фокусировка, дифракционный фраксикон, коническая фокальная область, варьируемый размер фокального пятна.

ВВЕДЕНИЕ

Для управления трехмерным распределением в фокальной области линзы часто используют дополнительные дифракционные оптические элементы (ДОЭ). Для расчета комплексной функции пропускания таких ДОЭ используются различные оптимизационные алгоритмы [1].

В режиме острой фокусировки необходимо учитывать векторный характер электромагнитного излучения и алгоритмы расчета становятся более сложными и ресурсозатратными [2-10].

Хотя оптимизационные процедуры позволяют найти наилучшее по некоторому критерию решение, реализация рассчитанной комплексной функции пропускания на физическом носителе сопряжена с определенными проблемами. В частности, хорошо разработаны технологии изготовления либо амплитудных, либо фазовых ДОЭ, поэтому для реализации амплитудно-фазовой комплексной функции пропускания требуется дополнительное кодирование [1]. Кроме того, оптимально рассчитанные решения могут быть очень чувствительны к погрешностям изготовления ДОЭ. Небольшое искажение или неточность в поперечном распределении или в высоте рельефа оптического элемента приведут к потере оптимальности.

Таким образом, с практической точки зрения удобнее получить менее оптимальное, но более простое в реализации и устойчивое к погрешностям, решение. В работах [11, 12] были рассмотрены про-

стые оптические элементы, позволяющие управлять распределением в фокальной области с целью уменьшения поперечного размера светового пятна при острой фокусировке. В этих работах было показано, что использование аксиконо-подобных кольцевых структур как дополнения к линзе позволяет более эффективно, чем узкая кольцевая апертура, перераспределять энергию различных компонент электрического поля в фокальной области.

Исследование фокусирующих свойств тандема из линзы и аксикона в непараксиальном режиме привлекает в последнее время внимание различных авторов [13-16]. При этом в работах [13, 14] «линзаконом» является система из двух склеенных линз – рассеивающей и собирающей, а в работах [15, 16] рассматривается тонкий дифракционный аксикон как дополнение к объективу с высокой числовой апертурой.

Заметим, что в качестве аналога такого тандема из двух элементов был предложен отдельный ДОЭ, названный фраксиконом [17]. Этот элемент, как и линзакон, позволяет формировать продольное распределение интенсивности, имеющее форму конуса. Коническое распределение может быть полезно для приложений многофотонной полимеризации [18].

В данной работе исследуется формирование конической фокальной области на основе дополнения острофокусирующего объектива дифракционным аксиконом или фраксиконом.

1. АНАЛИЗ ПРОДОЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИ ДОПОЛНЕНИИ ЛИНЗЫ ФРАКСИКОНОМ

Векторное электрическое поле в однородной диэлектрической среде вблизи фокуса можно описать в приближении Дебая формулами Ричард-

Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник.

E-mail: khonina@smr.ru

Устинов Андрей Владимирович, ведущий программист.

E-mail: andr@smr.ru

са-Вулфа [19]. Для вихревых пучков, представленных в сферических координатах (θ, ϕ) :

$$B(\theta, \phi) = R(\theta) \exp(im\phi), \quad (1)$$

распределение комплексной амплитуды электрического поля в фокальной плоскости можно вычислить с помощью одномерных интегралов [20]:

$$E_m(\rho, \varphi, z) = -i^{m+1} \exp(im\varphi) k f \int_0^{\Theta} Q_m(\rho, \varphi, \theta) R(\theta) T(\theta) \sin\theta \exp(ikz \cos\theta) d\theta, \quad (2)$$

где (ρ, φ, z) – цилиндрические координаты фокальной области, вид $Q_m(\rho, \varphi, \theta)$ зависит от поляризации входного поля, $R(\theta)$ – радиальная функция пропускания, $T(\theta)$ – функция аподизации зрачка, которая для апланатической системы принимается равной $\sqrt{\cos\theta}$, $\sin\Theta = NA/n$, NA – числовая апертура объектива, n – показатель преломления среды, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, f – фокусное расстояние.

В качестве радиальной функции пропускания $R(\theta)$ рассмотрим фазовую функцию фраксикона [17]:

$$R(\theta) = \exp\left[\pm i(k\alpha f \sin\theta)^\gamma\right], \quad (3)$$

где a – параметр фраксикона, связанный с числовой апертурой оптического элемента, g – положительное действительное число, знак \pm соответствует рассеивающему или собирающему элементу. При $g=1$ фраксикон (3) соответствует обычному аксикону, а при $g=2$ – параболической линзе.

При отсутствии фазовой вихревой составляющей ($m=0$) и радиальной поляризации фокусируемого излучения выражение (2) принимает следующий вид [20]:

$$\begin{pmatrix} E_{m=0,x}(\rho, \varphi, z) \\ E_{m=0,y}(\rho, \varphi, z) \\ E_{m=0,z}(\rho, \varphi, z) \end{pmatrix} = k f \int_0^{\Theta} \begin{pmatrix} J_0(k\rho \sin\theta) \cos\varphi \cos\theta \\ J_0(k\rho \sin\theta) \sin\varphi \cos\theta \\ i J_0(k\rho \sin\theta) \sin\theta \end{pmatrix} \exp\left[\pm i(k\alpha f \sin\theta)^\gamma + ikz \cos\theta\right] \sqrt{\cos\theta} \sin\theta d\theta, \quad (4)$$

где $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода n -го порядка.

Рассмотрим распределение (4) на оптической оси ($r=0$) с учетом наложения кольцевой апертуры, отсекающей излучение вне кольца с радиусами θ_1 и θ_2 . Как следует из свойств функций Бесселя, на оптической оси не равна нулю только продольная компонента электрического поля:

$$E_{m=0,z}(0,0,z) = ikf \int_{\theta_1}^{\theta_2} \exp\left[\pm i(k\alpha f \sin\theta)^\gamma + ikz \cos\theta\right] \sqrt{\cos\theta} \sin^2\theta d\theta \quad (5)$$

Вычислить интеграл (5) можно приближенным методом стационарной фазы. После замены переменных вместо (5) получим:

$$E_{m=0,z}(0,0,z) = ikf \int_{\sin\theta_1}^{\sin\theta_2} \exp\left[\pm i(k\alpha f x)^\gamma + ikz\sqrt{1-x^2}\right] (1-x^2)^{-1/4} x^2 dx, \quad (6)$$

где стационарная точка определяется из равенства нулю производной выражения в квадратных скобках:

$$g'(x) = \gamma\alpha f (k\alpha f x)^{\gamma-1} \mp zx(1-x^2)^{-1/2} = 0. \quad (7)$$

Из выражения (7) следует, что при использовании рассеивающего фраксикона (3) стационарная точка, а значит и максимальное значение будет формироваться справа от фокуса линзы (фокус располагается в точке $z=0$), а при использовании собирающего элемента максимальное значение будет формироваться слева от фокуса.

С учетом приведенных выше рассуждений уравнение (7) можно записать в виде:

$$z^2 = (\gamma\alpha f)^2 (k\alpha f x)^{2\gamma-2} (1-x^2) x^{-2}. \quad (8)$$

В общем виде решить уравнение (8) затруднительно, однако для целых и полуцелых значений g корни находятся из алгебраического уравнения, решать которое проще.

Если решения уравнения (8) найдены, то для каждой стационарной точки x_s комплексная амплитуда на оптической в соответствии с методом стационарной фазы имеет следующий вид:

$$E_{m=0,z}(0,0,z) = ikf \sqrt{\frac{2\pi}{k|g''(x_s)|}} \exp\left\{ikg(x_s) + i\frac{\pi}{4} \text{sgn}[g''(x_s)]\right\} \frac{x_s^2}{(1-x_s^2)^{1/4}} \quad (9)$$

Учитывая (7) можно записать:

$$\frac{1}{(1-x_s^2)^{1/4}} = \left[\frac{\gamma\alpha f (k\alpha f x_s)^{\gamma-1}}{zx_s} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Используя (10) можно выразить $g''(x_s)$ в явном виде:

$$g''(x_s) = \frac{(k\alpha f)^\gamma}{k} \gamma(x_s)^{\gamma-2} \left[\gamma-1 - \frac{(k\alpha f)^{2\gamma} \gamma^2 (x_s)^{2\gamma-4}}{(kz)^2} \right]. \quad (11)$$

Если диапазон интегрирования (6) включает только одну стационарную точку, то учитывая выражения (10) и (11) можно записать интенсивность на оптической оси в явном виде:

$$|E_{m=0,z}(0,0,z)|^2 = (kf)^2 2\pi kz \frac{x_s^4}{\left|(\gamma-1)(kz)^2 - (k\alpha f)^{2\gamma} \gamma^2 (x_s)^{2\gamma-4}\right|}. \quad (12)$$

Рассмотрим частные случаи. Для $g=1$ получается обычный аксикон, и стационарная точка равна:

$$x_s^{\gamma=1} = \frac{\alpha f}{\sqrt{(\alpha f)^2 + z^2}}, \quad (13)$$

тогда для интенсивности на оптической оси мож-

но записать:

$$\left| E_{m=0,z}^{\gamma=1}(0,0,z) \right|^2 = \frac{2\pi kz (\alpha f)^6}{\alpha^2 \left[(\alpha f)^2 + z^2 \right]^3}. \quad (14)$$

Выражение (14) имеет нулевое значение в точке фокуса, т.е. при $z=0$, а также стремится к нулю при больших значениях z , т.е. при выходе далеко за пределы фокальной области. Максимум (14) в точке:

$$z_{\max}^{\gamma=1} = \pm \frac{\alpha f}{\sqrt{5}}, \quad (15)$$

где знак определяется типом аксикона – рассеивающий он или собирающий.

Таким образом, максимальное значение (14) равно:

$$\left| E_{m=0,z}^{\gamma=1}(0,0,z_{\max}^{\gamma=1}) \right|^2 = \left(\frac{5}{6} \right)^3 \frac{2\pi kf}{\alpha \sqrt{5}}. \quad (16)$$

В работе [15] было показано, что дополнение линзы аксиконом увеличивает числовую апертуру линзы на постоянную величину. В этом случае лучи, проходящие через линзу, получают дополнительный наклон к оптической оси и таким образом перенаправляются из фокальной плоскости.

Для высокоапертурных линз увеличение числовой апертуры имеет смысл только в центральной части, т.к. на периферии и так числовая апертура близка к предельной. проходящих через центральную часть, Поэтому в работе [15] было высказано предположение, что фраксикон (3) с $\gamma=0,5$ будет более эффективным дополнением к линзе, т.к. его числовая апертура имеет большее значение в центральной части, чем на периферии.

Для $\gamma=0,5$ стационарная точка определяется из уравнения:

$$\frac{4kz^2}{\alpha f} x^3 + x^2 - 1 = 0. \quad (17)$$

Приближение Дебая верно при условии $z \ll f$, поэтому в (17) слагаемым с кубической степенью можно пренебречь. Тогда стационарная точка:

$$x_s^{\gamma=0,5} = 1, \quad (18)$$

и для интенсивности на оптической оси можно записать:

$$\left| E_{m=0,z}^{\gamma=0,5}(0,0,z) \right|^2 = (kf)^2 \frac{8\pi z}{\alpha f + 2kz^2}. \quad (19)$$

Выражение (15) имеет максимум в точке:

$$z_{\max}^{\gamma=0,5} = \pm \sqrt{\frac{\alpha f}{2k}}. \quad (20)$$

Более точную оценку можно получить, положив $x_s^{\gamma=0,5} = 1 - \varepsilon$, где $\varepsilon \ll 1$. Тогда максимальное значение будет располагаться ближе к фокусу:

$$z_{\max}^{\gamma=0,5} = \pm \sqrt{\frac{\alpha f}{6k}}, \quad (21)$$

и равно:

$$\left| E_{m=0,z}^{\gamma=0,5}(0,0,z_{\max}^{\gamma=0,5}) \right|^2 = (kf)^2 \frac{4\pi}{\sqrt{6k\alpha f}}. \quad (22)$$

Из сравнения выражений (15) и (21) следует, что одинаковое смещение будет достигнуто, если

$$\alpha_{\gamma=0,5} = 1, 2kf\alpha_{\gamma=1}^2, \quad (23)$$

т.е. при значительном увеличении параметра фраксикона по сравнению с параметром аксикона.

Таким образом, использование фраксикона с $\gamma < 1$ позволяет более точно варьировать продольное распределение за счет изменения параметра α .

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ КОНИЧЕСКОЙ ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

В данном разделе на основе численного интегрирования с использованием выражения (2) исследуется формирование конической фокальной области при различной поляризации падающего излучения на основе дополнения объектива с высокой числовой апертурой фраксиконом с различными значениями γ .

Параметры расчета: $l=1$ мкм, $f=101\lambda$, $\sin \Theta = 0,99$. Результаты расчетов для различных типов поляризации показаны в табл. 1-4.

По результатам расчета также проводится сравнение действия фраксикона с действием узкой кольцевой апертуры по таким характеристикам как:

- доля энергии в максимальном значении по отношению к энергии, обеспечиваемой объективом без какой-либо аподизации;

- размер фокального пятна по полуспаду интенсивности FWHM;

- относительное соотношение интенсивности продольной компоненты электрического поля к интенсивности поперечных компонент: $c_z = I_{z,\max} / I_{t,\max}$ и обратная величина $c_t = I_{t,\max} / I_{z,\max}$.

Последние две характеристики позволяют оценить способность предлагаемых оптических элементов выполнять перераспределение энергии между различными компонентами электрического поля.

В табл. 1 приведены результаты расчета при радиальной поляризации падающего излучения. В первой строке показано распределение, полученное

без какой-либо аподизации объектива, которое имеет вид эллипсоида. В фокальную плоскость в этом случае идет максимальное количество энергии I_0 .

Внесение дополнительных ДОЭ в виде аксиконов и фраксиконов позволяет сформировать коническую форму фокального распределения и получить на острие конуса меньший размер светового пятна при одновременном росте параметра c_z , т.е. относительного вклада продольной компоненты. Энергия поперечных компонент в этом случае перераспределяется в основание фокального конуса.

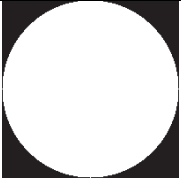

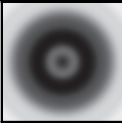

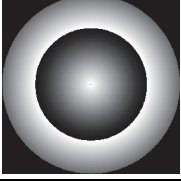

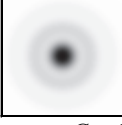

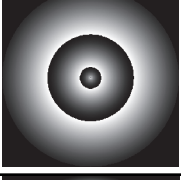
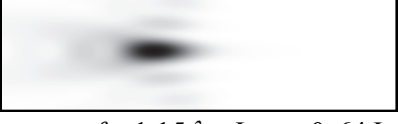

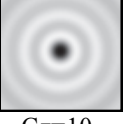
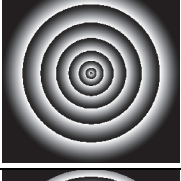
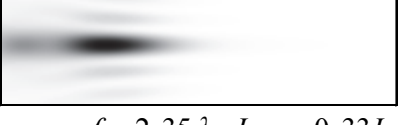
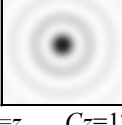
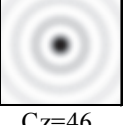
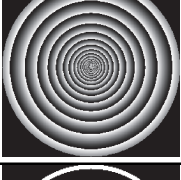
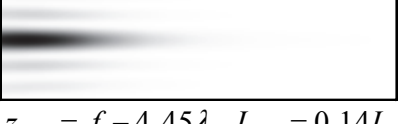

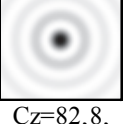

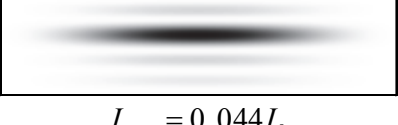
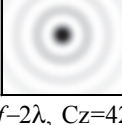

Во второй строке табл. 1 приведено действие аксикона ($g=1$) при $a=0,016$. По формуле (15) $z_{\max}^{\gamma=1} = -0,72\lambda$, что оказалось довольно далеко от полученного по формуле (2) $z_{\max,c}^{\gamma=1} = -1,15\lambda$. Это связано с приближенностью оценок, полученных методом стационарной фазы.

В третьей строке Табл. 1 приведено для сравнения действие фраксикона ($\gamma=0,5$) с параметром α подобранными так, чтобы максимальное значение было в той же точке оптической оси. При этом расчетное значение α оказалось значительно больше полученного с помощью выражения (23), что также связано с приближенностью оценок, полученных в первом разделе.

Из сравнения характеристик, приведенных во второй и третьей строках, видно, что фраксикон обеспечивает в плоскости максимальной интенсивности меньший размер светового пятна. При этом относительный вклад продольной компоненты выше. Кроме того нужно отметить, что фокальный конус сужается менее резко.

Меняя параметры фраксикона, можно сильнее или слабее растягивать фокальный конус вдоль оптической оси (см. четвертую и пятую

Таблица 1. Радиальная поляризация в отсутствии вихревой фазы ($m=0$).

Тип аподизации	Входное распределение	Продольная интенсивность	Поперечная интенсивность вне фокальной плоскости	Поперечная интенсивность в фокальной плоскости $z=f$
Без аподизации		 $I_{\max} = I_0$	 $z=f-\lambda, Cz=1,4$	 $Cz=5,$ FWHM=0,545 λ
Аксикон $\gamma=1,$ $\alpha=0,016$		 $z_{\max} = f - 1,15\lambda, I_{\max} = 0,72I_0$	 $z=z_{\max}, Cz=6,$ FWHM=0,502 λ	 $Cz=5,1,$ FWHM=0,386 λ
Фраксикон $\gamma=0,5,$ $\alpha=0,29$		 $z_{\max} = f - 1,15\lambda, I_{\max} = 0,64I_0$	 $z=z_{\max}, Cz=7,3,$ FWHM=0,486 λ	 $Cz=10,$ FWHM=0,396 λ
Фраксикон $\gamma=0,5,$ $\alpha=0,8$		 $z_{\max} = f - 2,35\lambda, I_{\max} = 0,33I_0$	 $z=z_{\max}, Cz=12,$ FWHM=0,434 λ	 $Cz=46,$ FWHM=0,372 λ
Фраксикон $\gamma=0,1,$ $\alpha=63,7$		 $z_{\max} = f - 4,45\lambda, I_{\max} = 0,14I_0$	 $z=z_{\max}, Cz=20,7,$ FWHM=0,402 λ	 $Cz=82,8,$ FWHM=0,363 λ
Узкое кольцо, $\delta=0,05R$		 $I_{\max} = 0,044I_0$	 $z=f-2\lambda, Cz=42,8,$ FWHM=0,378 λ	 $Cz=45,7,$ FWHM=0,378 λ

строки табл. 1). Уменьшение размеров светового пятна и увеличение относительного вклада продольной компоненты сопровождается уменьшением энергии в фокальном пятне. Однако потери энергии при этом на порядок меньше, чем при использовании узкой кольцевой апертуры (см. последнюю строку табл. 1).

В работе [20] было показано, что при азимутальной поляризации и наличии в падающем пучке вихревой фазовой сингулярности первого порядка также возможно формирование компактного светового пятна, но состоящего из поперечных компонент электрического поля. При этом продольная компонента в принципе отсутствует в фокальной области. В связи с этим, при прочих равных условиях световое пятно получается меньшего размера.

В табл. 2 приведены результаты моделирования для азимутальной поляризации.

Действие дополнительного к линзе фраксикона аналогично случаю с радиальной поляризацией: формируется коническое распределение, на острие которого световое пятно имеет мень-

ший размер, а в основании больший. Уменьшение размера центрального пятна сопровождается падением энергии.

В работе [15] было показано, что внесение в пучок с круговой поляризацией вихревой фазовой сингулярности первого порядка с направлением, противоположным вращению поляризации, позволяет менять местами распределение продольной и поперечных компонент электрического поля.

В табл. 3 и 4 приведены результаты моделирования для круговой поляризации. В отсутствие вихревой фазы (табл. 3) в центральной части фокальной области сосредоточены поперечные компоненты электрического поля. При внесении вихревой фазы (табл. 4) в центральной части формируется продольная компонента. Такой эффект отмечался ранее [11, 12, 15, 20].

Как следует из приведенных в табл. 3 результатов, при круговой поляризации и отсутствии фазовой вихревой сингулярности узкая кольцевая апертура не обеспечивает минимального размера светового пятна. В этом случае использова-

Таблица 2. Азимутальная поляризация с вихревой фазой первого порядка ($m=1$)

Тип аподизации	Входное распределение	Продольная интенсивность	Поперечная интенсивность вне фокальной плоскости	Поперечная интенсивность в фокальной плоскости $z=f$
$\exp(im\varphi)$		 $I_{\max} = I_0$	 $z=f-1\lambda$	 FWHM=0,505λ
Аксикон $\gamma=1,$ $\alpha=0,016$		 $z_{\max} = f - 1,35\lambda, I_{\max} = 0,56I_0$	 $z = z_{\max},$ FWHM=0,473λ	 FWHM=0,389λ
Фраксикон $\gamma=0,5,$ $\alpha=0,32$		 $z_{\max} = f - 1,35\lambda, I_{\max} = 0,44I_0$	 $z = z_{\max},$ FWHM=0,448λ	 FWHM=0,383λ
Фраксикон $\gamma=0,5,$ $\alpha=0,8$		 $z_{\max} = f - 2,45\lambda, I_{\max} = 0,21I_0$	 $z = z_{\max},$ FWHM=0,418λ	 FWHM=0,372λ
Узкое кольцо, $\delta=0,05R$		 $I_{\max} = 0,023I_0$	 $z=f-2\lambda,$ FWHM=0,382λ	 FWHM=0,382λ

Таблица 3. Круговая “-” поляризация без вихревой фазы ($m=0$)

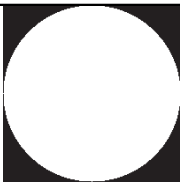


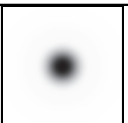
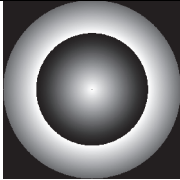


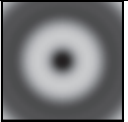



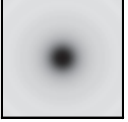



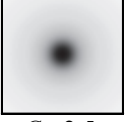



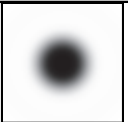


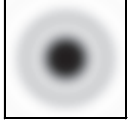
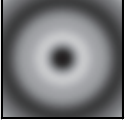

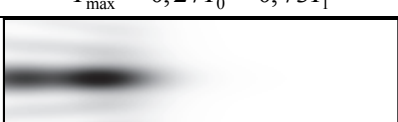

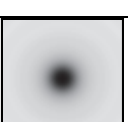


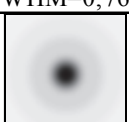
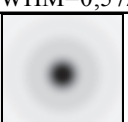
Тип аподизации	Входное распределение	Продольная интенсивность	Поперечная интенсивность вне фокальной плоскости	Поперечная интенсивность в фокальной плоскости $z=f$
Без аподизации		 $I_{\max} = I_0$	 $z=f-1\lambda, Ct=5,7$	 $Ct=9,$ FWHM=0,586λ
Аксикон $\gamma=1,$ $\alpha=0,016$		 $z_{\max} = f - 1,45\lambda, I_{\max} = 0,54I_0$	 $z=z_{\max}, Ct=7,3,$ FWHM=0,56λ	 $Ct=2,9,$ FWHM=0,59λ
Фраксикон $\gamma=0,5,$ $\alpha=0,8$		 $z_{\max} = f - 2,6\lambda, I_{\max} = 0,17I_0$	 $z=z_{\max}, Ct=4,3,$ FWHM=0,54λ	 $Ct=2,3,$ FWHM=0,69λ
Узкое кольцо, $\delta=0,05R$		 $I_{\max} = 0,014I_0$	 $z=f-2\lambda, Ct=2,5,$ FWHM=0,65λ	 $Ct=2,5,$ FWHM=0,65λ

Таблица 4. Круговая “-” поляризация с наличием вихревой фазой первого порядка ($m=1$).

Тип аподизации	Входное распределение	Продольная интенсивность	Поперечная интенсивность вне фокальной плоскости	Поперечная интенсивность в фокальной плоскости $z=f$
$\exp(im\varphi)$		 $I_{\max} = 0,37I_0 = I_1$	 $z=f-1\lambda,$ $Cz=0,48$	 $Cz=1,4,$ FWHM=1,1λ
Аксикон $\gamma=1,$ $\alpha=0,016$ $\exp(im\varphi)$		 $z_{\max} = f - 1,15\lambda,$ $I_{\max} = 0,27I_0 = 0,73I_1$	 $z=z_{\max}, Cz=1,5,$ FWHM=0,98λ	 $Cz=2,5,$ FWHM=0,61λ
Фраксикон $\gamma=0,5,$ $\alpha=0,8$ $\exp(im\varphi)$		 $z_{\max} = f - 2,3\lambda, I_{\max} = 0,12I_0 = 0,32I_1$	 $z=z_{\max}, Cz=2,$ FWHM=0,76λ	 $Cz=2,7$ FWHM=0,57λ
Узкое кольцо, $\delta=0,05R$ $\exp(im\varphi)$		 $I_{\max} = 0,017I_0 = 0,046I_1$	 $z=f-2\lambda,$ $Cz=2,6,$ FWHM=0,59λ	 $Cz=2,6,$ FWHM=0,59λ

ние фраксикона является более эффективным с точки зрения уменьшения размеров светового пятна при умеренном снижении интенсивности.

При внесении вихревой фазы на оптической оси формируется продольная компонента (табл. 4), но так как ее энергия в 4 раза меньше, чем для радиальной поляризации, световое пятно получается существенно большего размера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследуется формирование конической фокальной области на основе дополнения острофокусирующего объектива дифракционным фраксиконом, частным случаем которого является линейный аксикон.

Изменение параметра фраксикона позволяет варьировать вытянутость конического распределения, что обеспечивает в острой части конуса формирование субволнового светового пятна. Аналогично действию узкой кольцевой апертуры уменьшение размеров фокального пятна достигается за счет потери энергии в центре фокуса. Однако сформированный световой конус позволяет выбирать наилучшее для пользователя соотношение энергетических и геометрических характеристик фокального пятна за счет смещения из фокуса.

Численно показано, что при выборе согласованных параметров аксикона и фраксикона с $\gamma < 1$, в последнем случае получается в плоскости максимальной интенсивности световое пятно меньшего размера. Это связано с большей вытянутостью формируемого конуса.

Численное моделирование для различных типов поляризации выявило связанные с этим особенности. В частности, при радиальной поляризации аподизация зрачка фокусирующей системы фраксиконом аналогична действию узкой кольцевой апертуры, а при круговой поляризации действие фраксикона оказывается эффективнее как по компактности фокального пятна, так и по энергетическим характеристикам.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 13-07-97004-р_поволжье_а, гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-4128.2012.9, а также Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8231.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Методы компьютерной оптики [под ред. В.А. Сойфера], изд. 2-е, исправленное. Учебник. М.: Физматлит, 2003. 688 с.

2. Sun C.-C., Liu C.-K. Ultrasmall focusing spot with a long depth of focus based on polarization and phase modulation // Opt. Lett. 28, 99–101 (2003).
3. Fast focus field calculations / M. Leutenegger, R. Rao, R. A. Leitgeb, T. Lasser // Opt. Express, Vol. 14, No. 23, 11277–11291 (2006).
4. Chen. W. Zhan Q. Three-dimensional focus shaping with cylindrical vector beams // Opt. Commun. 265, 411–417 (2006).
5. Jabbour T.G., Kuebler S.M. Vectorial beam shaping // Opt. Express, Vol. 16, No. 10, 7203–7213 (2008).
6. Inversion of the Debye-Wolf diffraction integral using an eigenfunction representation of the electric fields in the focal region / M.R. Foreman, S.S. Sherif, P.R.T. Munro, P. Torok // Opt. Express, Vol. 16, No. 7, 4901–4917 (2008).
7. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics / H. Wang, L. Shi, B. Lukyanchuk, C. Sheppard, C.T. Chong // Nat. Photonics 2, 501–505 (2008).
8. Design of DOE for generating a needle of a strong longitudinally polarized field / K. Huang, P. Shi, X.-L. Kang, X. Zhang, Y.-P. Li // Opt. Lett. 35, 965–967 (2010).
9. Khonina S.N. and Golub I. Enlightening darkness to diffraction limit and beyond: comparison and optimization of different polarizations for dark spot generation // J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 29, No. 7, 1470–1474 (2012).
10. Fast vectorial calculation of the volumetric focused field distribution by using a three-dimensional Fourier transform / J. Lin, O.G. Rodriguez-Herrera, F. Kenny, D. Lara, J.C. Dainty // Opt. Express, Vol. 20, No. 2, 1060–1069 (2012).
11. Khonina S.N., Volotovskiy S.G., Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures // J. Opt. Soc. Am. A Vol.27, No.10, 2188–2197 (2010).
12. Khonina S.N. Simple phase optical elements for narrowing of a focal spot in high-numerical-aperture conditions // Optical Engineering 52(9), 091711-7pp (2013).
13. Rajesh K.B., Anbarasan P.M. Generation of sub-wavelength and super-resolution longitudinally polarized non-diffraction beam using lens axicon // Chin. Opt. Lett. 6(10), 785–787 (2008).
14. Improvement of lens axicon's performance for longitudinally polarized beam generation by adding a dedicated phase transmittance / K.B. Rajesh, Z. Jaroszewicz, P.M. Anbarasan // Opt. Express, Vol. 18, No. 26, 26799–26805 (2010).
15. Хонина С.Н., Волотовский С.Г. Исследование применения аксиконов в высокоапертурной фокусирующей системе // Компьютерная оптика, 34(1), 35–51 (2010).
16. Хонина С.Н., Казанский Н.Л., Устинов А.В. Волотовский С.Г. Линзакон: непараксиальные эффекты // Оптический журнал, Том 78, № 11, с. 44–51 (2011).
17. Хонина С.Н., Волотовский С.Г. Фраксикон – дифракционный оптический элемент с конической фокальной областью // Компьютерная оптика, 33(4), 401–411 (2009).
18. Хонина С.Н., Павельев В.С., Чичков Б.Н. Формирование 3D фокальной области с заострением для приложений многофотонной полимеризации // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета им. академика С.П. Королёва (национального исследовательского университета), №2(26), 206–214 (2011).

19. *Richards B., Wolf E.* Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system // *Proc. Royal Soc. A.* 1959. V. 253. P. 358–379.
20. *Хонина С.Н., Волоотовский С.Г.* Анализ возможности субволновой локализации света и углубления фокуса высокоапертурной фокусирующей системы при использовании вихревой фазовой функции пропускания // *Электромагнитные волны и электронные системы*, №11, 6-25 (2010).

FORMING OF CONIC FOCAL AREA AT SHARP FOCUSING

© 2013 S.N. Khonina, A.V. Ustinov

Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences, Samara

We investigate formation of conic focal area on the basis of apodization of high-numerical-aperture objective by diffractive fracxicon, which special case is linear axicon. Change of fracxicon's parameter allows to vary elongation of conic distribution that provides formation of a subwavelength light spot in a sharp part of a cone. Similar to action of the narrow ring aperture reduction of the focal spot size is reached due to loss of energy in the center of focus. However the generated light cone allows to choose the best for the user a parity of power and geometrical characteristics of a focal spot by displacement from focus. At circular polarization efficiency of fracxicon both on compactness of a focal spot and under power characteristics is shown.

Keywords: Sharp focusing, diffractive fracxicon, conic focal area, varied focal spot size.