

## РАСЧЁТ ДИФРАКЦИИ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ОГРАНИЧЕННОГО ПУЧКА С ПОСТОЯННОЙ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ НА ВЫСОКОАПЕРТУРНЫХ БИНАРНЫХ МИКРОАКСИКОНАХ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Хонина С.Н.<sup>1,2</sup>, Устинов А.В.<sup>1</sup>, Волоотовский С.Г.<sup>1</sup>, Ковалёв А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,

<sup>2</sup> Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)

### Аннотация

С применением электромагнитной теории дифракции рассмотрена возможность достижения сверхразрешения с помощью бинарных высокоапертурных аксиконов при линейной поляризации падающего на элемент излучения. Показано, что уширение центрального светового пятна, которое неизбежно возникает при линейной поляризации освещающего высокоапертурный аксикон пучка, можно компенсировать с помощью фазового линейного скачка в освещающем пучке или за счёт использования биаксикона вместо осесимметричного аксикона. При этом в непосредственной близости от поверхности оптического элемента формируется световое пятно, размер которого на 37% меньше дифракционного предела.

**Ключевые слова:** бинарный дифракционный аксикон, высокоапертурный оптический элемент, линейная поляризация, сверхразрешение.

### Введение

Бесселевы пучки, для формирования которых, вообще говоря, необходима бесконечная энергия, являются частным решением волнового уравнения. Известно множество способов экспериментального формирования ограниченных аппроксимаций бесселевых пучков [1-20], среди которых авторов особенно интересуют методы, основанные на использовании дифракционных решёток с круговой симметрией.

В [15] методом разложения пропускающей функции оптического элемента в ряд Фурье было показано, что любой периодический элемент с круговой симметрией можно описать как суперпозицию аксиконов, свойства которых хорошо известны и исследованы [1, 3-6].

В [21] проведён анализ дифракции на бинарном аксиконе с высокой числовой апертурой в рамках строгой электромагнитной теории и выявлены существенные поляризационные эффекты, которые обычно нарушают круговую симметрию формируемого пучка.

Свободно распространяющиеся бездифракционные пучки электромагнитного излучения исследовались во многих работах [22-27] с учётом их векторного характера, однако в этих исследованиях уделялось мало внимания их формированию с помощью дифракционных аксиконов. Статья [21] является одной из первых таких работ. В ней комплексные амплитуды всех компонент электромагнитного поля локально вычисляются сразу за круговой решёткой методом Фурье-мод. Моделирование распространения полученного электромагнитного поля до плоскости наблюдения в свободном пространстве выполняется с использованием обычного интеграла Рэлея-Зоммерфельда. Заметим, что в статье [21] рассматривался аксикон с максимальной числовой апертурой (numerical aperture)  $NA = 0,67$ .

В данной работе рассматривается возможность достижения сверхразрешения на основе использования бинарных дифракционных аксиконов с числовой апертурой, близкой к единице. Из скалярной теории дифракции известно, что для бесселевых пучков нулевого порядка диаметр центрального пятна по полуспаду интенсивности (full width at half of maximum)  $FWHM = 0,36\lambda/NA$  [28, 29], что на 30% меньше, чем размер диска Эйри, формируемого линзой с той же числовой апертурой ( $FWHM = 0,51\lambda/NA$ ). Т.о. вполне естественно использование аксикона в сверхразрешающих изображающих системах и для уплотнённой записи данных [30-32].

Однако достижению сверхразрешения в суммарной интенсивности электромагнитного поля препятствует вклад продольной компоненты, усиливающийся при увеличении числовой апертуры и уширяющий поперечный размер светового пятна, поэтому 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 сверхразрешение по сравнению с линзой [30-33]. Данная ситуация особенно полезна при использовании материалов, чувствительных только к продольной компоненте [34].

В работе [32] с использованием метода решения уравнений Максвелла с радиальной симметрией конечными разностями во временной области (R-FDTD) было показано, что с помощью бинарного аксикона, освещённого радиально-поляризованным пучком, можно сформировать фокусное пятно с диаметром по полуспаду  $FWHM = 0,39\lambda$  в непосредственной близости от поверхности оптического элемента.

Однако подавляющее число источников лазерного излучения имеют линейную поляризацию, и гене-

рация радиально-поляризованных пучков требует усложнения оптических схем и зачастую использования дорогостоящих устройств. В данной работе рассмотрена возможность достижения сверхразрешения с помощью бинарного аксикона для линейно-поляризованного пучка с равномерной амплитудой.

Идея состоит в использовании особого вида фазы в освещающем пучке. Это может быть вихревая фазовая сингулярность первого порядка [33] либо линейная фазовая сингулярность (скачок фазы на  $\pi$ ) вдоль линии, перпендикулярной линии поляризации [35]. В последнем случае можно рассматривать падение волны с плоской фазой на бинарный биаксикон.

В работах [36, 37] было показано, что с помощью метода разложения по плоским волнам можно достаточно корректно и быстро рассчитывать дифракцию сингулярных полей на микроапертуре, особенно при использовании модификации Мансурипура [38]. В данной работе метод разложения по плоским волнам использован с учётом коэффициентов пропускания Френеля.

Сравнение выполненных расчётов для микроаксиконов (радиус несколько длин волн) с результатами, полученными методом решения уравнений Максвелла конечными разностями во временной области (FDTD), показывает хорошее качественное согласование при существенно меньших временных затратах. Таким образом, разработанные методы расчёта позволят в дальнейшем оценить действие аналогичных оптических элементов, но значительно большего радиуса.

В работе также показано, что уширение центрального светового пятна, которое неизбежно возникает при линейной поляризации освещающего высокоапертурный аксикон пучка, можно компенсировать с помощью фазового линейного скачка в освещающем пучке или за счёт использования биаксикона, вместо радиально-симметричного аксикона. При этом в непосредственной близости от поверхности оптического элемента возможно достижение сверхразрешения. В частности, на расстоянии  $z \approx 0,05\lambda$  от биаксикона для суммарной интенсивности получается световое пятно, диаметр которого по полуспаду интенсивности составляет  $\text{FWHM} = 0,32\lambda$ .

### 1. Спектральное распределение высокоапертурных аксиконов

Фазовый дифракционный аксикон имеет комплексную функцию пропускания следующего вида:

$$\tau(r) = \exp(ik\alpha_0 r), \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны,  $\alpha_0$  – параметр аксикона, определяющий числовую апертуру аксикона  $\alpha_0 = NA$ .

Рассмотрим высокоапертурный ( $\alpha_0 = 1$ ) бинарный микроаксикон вида:

$$\tau_c(r) = \exp\{i \arg[\cos(kr)]\}, \quad (2)$$

который будет использоваться для излучения в дальнем инфракрасном диапазоне  $\lambda = 10,6$  мкм, радиусом  $R = 2,25\lambda = 23,85$  мкм (левый столбец в табл. 1).

Выполнить бинаризацию аксикона (1) можно иным способом, например (правый столбец в табл. 1, радиус  $R = 2,5\lambda = 26,5$  мкм):

$$\tau_b(r) = \exp[i\phi_b(r)],$$

$$\phi_b(r) = \begin{cases} \pi, & \pi/2 < \text{mod}_{2\pi}(kr + \pi) \leq 3\pi/2, \\ 0, & \text{else.} \end{cases} \quad (3)$$

Картина дифракции, ограниченной радиусом  $R$  плоской волны в приближении тонкого оптического элемента, в рамках скалярной непараксиальной теории описывается выражением:

$$E(\rho, z) = k^2 \int_0^{\sigma_0} P(\sigma) \exp(ikz\sqrt{1-\sigma^2}) J_0(k\sigma\rho) \sigma d\sigma, \quad (4)$$

где

$$P(\sigma) = \int_0^R \tau(r) J_0(k\sigma r) r dr \quad (5)$$

– пространственный спектр,  $\sigma_0$  – радиус учитываемых пространственных частот.

В табл. 1 приведены результаты численного моделирования с помощью выражений (4)-(5) для элементов (2) и (3). Как видно из табл. 1, у бинарного аксикона (3) центральная зона имеет больший размер, чем остальные зоны, а у аксикона (2) центральная зона уменьшена до размера полупериода. Спектральное распределение этих двух аксиконов (строка 3 табл. 1) различно: сплошная линия соответствует (2), а точечная – (3). Также несколько различается осевое распределение интенсивности, формируемое этими аксиконами – максимальное значение для (2) смещено немного дальше от оптического элемента, хотя радиус оптического элемента меньше. При этом размер центрального пятна на расстоянии  $z = 7$  мкм в обоих случаях практически одинаков ( $\text{FWHM} = 4,44$  мкм  $\approx 0,42\lambda$ ).

Далее в работе будет исследоваться бинарный аксикон (2).

На рис. 1а показано радиальное сечение амплитуды в спектральной плоскости (5), соответствующее расстоянию от плоскости аксикона (2)  $z = 0,5$  мкм (точечная линия) и  $z = 7$  мкм (сплошная линия). Как видно из графиков, в первом случае необходимо учитывать более высокие пространственные частоты.

На рис. 1б и 1г показаны поперечные распределения интенсивности в плоскостях  $z = 0,5$  мкм и  $z = 7$  мкм, соответственно. Видно, что в непосредственной близости от оптического элемента (рис. 1б) распределение интенсивности повторяет структуру элемента.

Таблица 1. Сравнение двух типов бинарных микроаксиконов

	Аксикон (2)	Аксикон (3)
Фаза		
Радиальное сечение фазы		
Амплитуда пространственного спектра		
Осевое распределение интенсивности		

Таким образом, в скалярном случае полная ширина центрального светового пятна по полуспаду интенсивности (FWHM), формируемого высокоапертурным бинарным микроаксиконом (2), на расстоянии  $z = 0,5 \text{ мкм}$  ( $\approx 0,05\lambda$ ) составляет  $3,63 \text{ мкм}$  ( $\approx 0,34\lambda$ ), а площадь по полуспаду интенсивности (НМА) равна  $10,35 \text{ мкм}^2$  ( $\approx 0,092\lambda^2$ ). На расстоянии  $z = 7 \text{ мкм}$  ( $\approx 0,66\lambda$ ) FWHM =  $4,44 \text{ мкм}$  ( $\approx 0,42\lambda$ ), а НМА =  $15,48 \text{ мкм}^2$  ( $\approx 0,138\lambda^2$ ).

Хотя приведённые выше результаты говорят о преодолении дифракционного предела, который соответствует FWHM =  $0,51\lambda$ , минимум для бесселевых пучков (FWHM =  $0,36\lambda$ ) [28, 29] удаётся достичь лишь в непосредственной близости к поверхности элемента – в зоне затухающих волн.

## 2. Интегральные методы расчёта в рамках векторной модели

Для расчёта картины дифракции плоской волны на высокоапертурном аксиконе в ближней зоне можно воспользоваться интегральной теоремой Рэлея-Зоммерфельда первого типа в векторной форме [39]:

$$\mathbf{E}(u, v, z) = \frac{1}{2\pi} \times \iint_{\Sigma} \begin{pmatrix} -zE_{0x}(x, y) \\ -zE_{0y}(x, y) \\ E_{0x}(x, y)(u-x) + E_{0y}(x, y)(v-y) \end{pmatrix} \times \frac{e^{ik\ell}}{\ell^2} \left( ik - \frac{1}{\ell} \right) dx dy, \quad (6)$$

где  $E_{0x}(x, y)$  и  $E_{0y}(x, y)$  – комплексные амплитуды  $x$ - и  $y$ -компонент входного поля,  $\ell = \sqrt{(u-x)^2 + (v-y)^2 + z^2}$ ,  $\Sigma$  – область, в которой задано входное поле.

Однако вычисление с помощью выражения (6) является очень ресурсозатратным [33], а какие-либо аппроксимации расстояния  $\ell$  приводят к существенным погрешностям в ближней зоне дифракции [36].

Векторный вариант оператора распространения, использующего разложение по плоским волнам [40], позволяет учесть радиальную симметрию решаемых задач, а также использовать алгоритм быстрого преобразования Фурье.

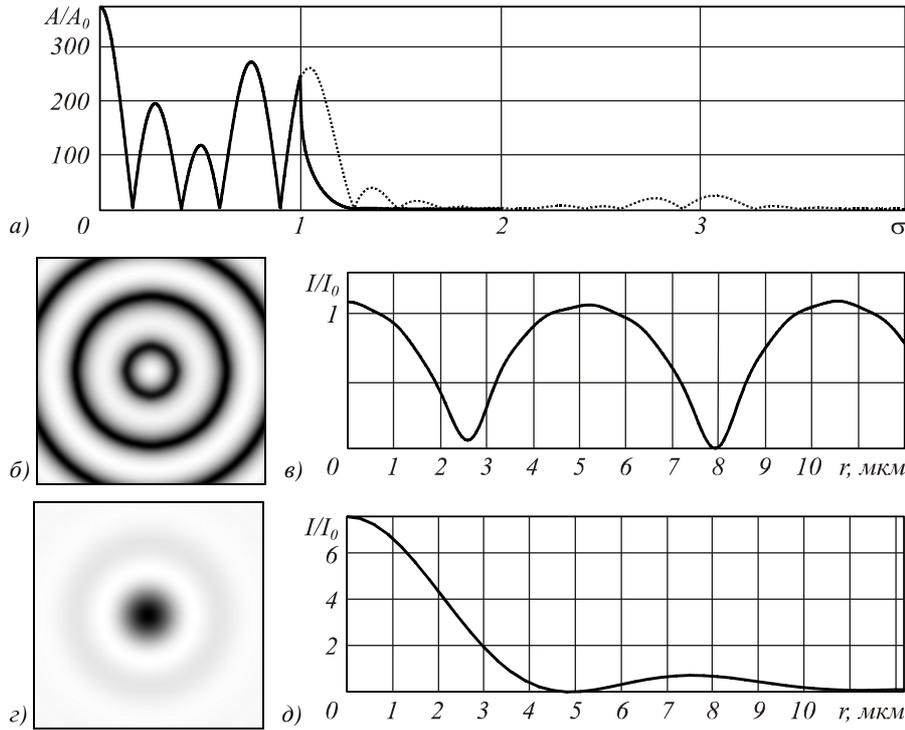


Рис. 1. Моделирование с помощью выражений (4)-(5): радиальное сечение амплитуды в спектральной плоскости, соответствующее распространению входного поля на расстояние  $z = 0,5$  мкм (точечная линия) и  $z = 7$  мкм (сплошная линия) (а), поперечное распределение интенсивности в плоскости  $z = 0,5$  мкм (б), радиальное сечение интенсивности в плоскости  $z = 0,5$  мкм (в), поперечное распределение интенсивности в плоскости  $z = 7$  мкм (г), радиальное сечение интенсивности в плоскости  $z = 7$  мкм (д)

В работах [33, 36, 37] для вихревых пучков вида:

$$E(x, y) = E(r) \exp(im\varphi) \quad (7)$$

был рассмотрен быстрый алгоритм расчёта их распространения на основе разложения по плоским волнам:

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = k^2 i^{2m} \exp(im\theta) \times \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \mathbf{Q}_m(k\sigma\rho, \theta) \begin{pmatrix} P_x(\sigma) \\ P_y(\sigma) \end{pmatrix} \exp[ikz\sqrt{1-\sigma^2}] \sigma d\sigma, \quad (8)$$

$$\begin{pmatrix} P_x(\sigma) \\ P_y(\sigma) \end{pmatrix} = \int_0^R \begin{pmatrix} E_{0x}(r) \\ E_{0y}(r) \end{pmatrix} J_m(kr\sigma) r dr, \quad (9)$$

где  $\mathbf{Q}_m(t, \theta)$  – матрица поляризационного преобразования пространственного спектра.

В классическом варианте [40] эта матрица в полярных координатах имеет следующий вид [36]:

$$\mathbf{Q}_m(t, \theta) = \begin{bmatrix} J_m(t) & 0 \\ 0 & J_m(t) \\ -\frac{\sigma B_m^c(t, \theta)}{\sqrt{1-\sigma^2}} & -\frac{\sigma B_m^s(t, \theta)}{\sqrt{1-\sigma^2}} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

где

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

$$B_m^s(t, \theta) = \frac{1}{2} [e^{i\theta} J_{m+1}(t) + e^{-i\theta} J_{m-1}(t)], \quad t = k\sigma r.$$

В случае (10), как и при использовании (6), поперечные компоненты являются независимыми друг от друга. Фактически (6) и выражения (8)-(10) являются аналогичными и могут быть получены друг из друга на основе разложения сферической волны по плоским волнам.

В модификации Мансурипура [38] поляризационное преобразование учитывает связь поперечных компонент и в полярных координатах записывается следующим образом [37]:

$$\mathbf{Q}_m(t, \theta) = \begin{bmatrix} J_m(t) - \frac{\sigma^2 B_m^{cc}(t, \theta)}{1 + \sqrt{1 - \sigma^2}} & -\frac{\sigma^2 B_m^{sc}(t, \theta)}{1 + \sqrt{1 - \sigma^2}} \\ -\frac{\sigma^2 B_m^{sc}(t, \theta)}{1 + \sqrt{1 - \sigma^2}} & J_m(t) - \frac{\sigma^2 B_m^{ss}(t, \theta)}{1 + \sqrt{1 - \sigma^2}} \\ -\sigma B_m^c(t, \theta) & -\sigma B_m^s(t, \theta) \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где

$$B_m^{sc}(t, \theta) = \frac{i}{4} \left[ e^{i2\theta} J_{m+2}(t) - e^{-i2\theta} J_{m-2}(t) \right],$$

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

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

а  $B_m^c(t, \theta)$  и  $B_m^s(t, \theta)$ , как в (10).

В работах [36, 37] было показано, что быстрый алгоритм (8), (9), (11) позволяет быстро и достаточно точно моделировать распространение ограниченных вихревых пучков даже в ближней зоне. В данной работе рассматривается использование интегральных методов для моделирования дифракции падающего излучения на высокоапертурном бинарном микроаксиконе.

$$\mathbf{Q}(t, \theta) = \begin{bmatrix} J_0(t) - B_0^{cc}(t, \theta)(1 - \sqrt{1 - \sigma^2}) & -B_0^{sc}(t, \theta)(1 - \sqrt{1 - \sigma^2}) \\ -B_0^{sc}(t, \theta)(1 - \sqrt{1 - \sigma^2}) & J_0(t) - B_0^{ss}(t, \theta)(1 - \sqrt{1 - \sigma^2}) \\ -\sigma B_0^c(t, \theta) & -\sigma B_0^s(t, \theta) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где

$$B_0^c(t, \theta) = i \cos \theta J_1(t), \quad B_0^s(t, \theta) = i \sin \theta J_1(t),$$

$$B_0^{cc}(t, \theta) = -0,5 \sin 2\theta J_2(t),$$

$$B_0^{cc}(t, \theta) = J_0(t) - 0,5 \cos 2\theta J_2(t),$$

$$B_0^{ss}(t, \theta) = J_0(t) + 0,5 \cos 2\theta J_2(t), \quad t = k\sigma r.$$

Результаты расчётов, полученные с помощью выражений (6) при использовании быстрого алгоритма [33] и (12)-(14), сравнивались с результатами моделирования с помощью метода конечных разностей во временной области, реализованного в программном продукте R-Soft.

Конфигурация системы для моделирования методом FDTD представлена на рис. 2. Показатель преломления подложки, в которой выполнен бинарный рельеф вида (3), равен  $n = 2,4$ . Высота микро-рельефа выбрана из расчёта:

$$h = \frac{\pi}{k(n-1)} = \frac{\lambda}{2,8}, \quad (15)$$

т.е. для  $\lambda = 10,6$  мкм  $h \approx 3,8$  мкм.

При расчётах методом FDTD размер расчётной области  $x \in [-5\lambda, 5\lambda]$ ,  $y \in [-5\lambda, 5\lambda]$ ,  $z \in [0, 7\lambda]$ . Толщина PML –  $\lambda$ , шаг дискретизации по пространству –  $\lambda/40$ , шаг дискретизации по времени –  $\lambda/(80c)$ , где  $c$  – скорость света, положение плоскости регистрации:  $z \approx 0,7\lambda$ .

На рис. 3 приведены сравнительные результаты моделирования с помощью выше рассмотренных интегральных методов и метода FDTD. По рис. 3а видно, что в методе FDTD учитываются потери энергии при прохождении через оптический эле-

### 3. Расчёт поля в ближней зоне бинарного микроаксикона в рамках непараксиальной векторной модели

Для  $x$ -линейно-поляризованной плоской волны, падающей на микроаксикон вида (3), выражения (8), (9), (11) принимают следующий вид ( $m = 0$ ):

$$\mathbf{E}(\rho, \theta, z) = k^2 \times \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} P(\sigma) \mathbf{Q}_0(k\sigma r, \theta) \exp\left[ikz\sqrt{1-\sigma^2}\right] \sigma d\sigma, \quad (12)$$

$$P(\sigma) = \int_0^R \tau_c(r) J_0(k\sigma r) r dr, \quad (13)$$

мент, связанные с отражением, а также другие эффекты. Кроме того, на рис. 3б, где приведены нормированные сечения в плоскости  $z = 7$  мкм, видны отличия в форме центрального светового пятна при использовании различных методов. Среднеквадратичное отклонение нормированных сечений от полученных методом FDTD составляет 27% для стандартного метода разложения по плоским волнам и 16% для модификации Мансурипура. Однако размер этого пятна (до минимального значения) практически одинаковый во всех рассмотренных случаях и составляет примерно 14 мкм  $\approx 1,3\lambda$ . Полный размер по полуспаду составляет  $\text{FWHM} = 8,5$  мкм  $\approx 0,8\lambda$ , что почти в 2 раза больше, чем предсказывает скалярная теория (см. раздел 1).

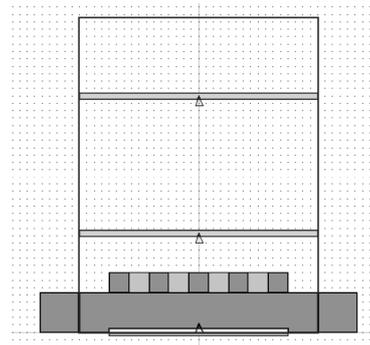


Рис. 2. Конфигурация системы для моделирования методом FDTD

Метод разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура (12)-(14), в отличие от классического варианта (8)-(10), учитывает появление  $y$ -компоненты при распространении даже изначально  $x$ -поляризованного излучения. Поэтому для этого

метода интенсивность на оси (рис. 3а), где вклад вносится только  $x$ -компонентой, ниже, чем для (8)-(10), однако структура суммарной интенсивности электрического поля для классического варианта оказывается ближе к более точной модели (FDTD), что связано с относительно большим вкладом  $z$ -компоненты (результаты моделирования представлены в табл. 2). Частично решить проблему можно учётом в интегральных методах потери энергии при отра-

жении, которое рассматривается в следующих разделах.

**4. Учёт в методе разложения по плоским волнам коэффициентов пропускания Френеля**

Запишем метод разложения по плоским волнам в общем виде в декартовых координатах, причём представим электрический вектор поля через сумму ТЕ- и ТМ-поляризованных полей [41]:

$$\mathbf{E}(u, v, z) = \mathbf{E}_{TE}(u, v, z) + \mathbf{E}_{TM}(u, v, z), \tag{16}$$

$$\mathbf{E}_{TE}(u, v, z) = \iint_{\Sigma_s} \frac{1}{\xi^2 + \eta^2} \begin{bmatrix} \eta^2 & -\xi\eta \\ -\xi\eta & \xi^2 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} F_x(\xi, \eta) \\ F_y(\xi, \eta) \end{pmatrix} \exp\left[ ikz\sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)} \right] \exp\left[ ik(\xi u + \eta v) \right] d\xi d\eta, \tag{17}$$

$$\mathbf{E}_{TM}(u, v, z) = \iint_{\Sigma_s} \frac{1}{\xi^2 + \eta^2} \begin{bmatrix} \xi^2 & \xi\eta \\ \xi\eta & \eta^2 \\ -\frac{(\xi^2 + \eta^2)\xi}{\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2}} & -\frac{(\xi^2 + \eta^2)\eta}{\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} F_x(\xi, \eta) \\ F_y(\xi, \eta) \end{pmatrix} \exp\left[ ikz\sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)} \right] \exp\left[ ik(\xi u + \eta v) \right] d\xi d\eta, \tag{18}$$

где

$$\begin{pmatrix} F_x(\xi, \eta) \\ F_y(\xi, \eta) \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda^2} \times \tag{19}$$

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

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

Очевидно, что в свободном пространстве выражения (16)-(18) записываются в классическом виде:

$$\mathbf{E}(u, v, z) = \iint_{\Sigma_s} \mathbf{S}(\xi, \eta) \begin{pmatrix} F_x(\xi, \eta) \\ F_y(\xi, \eta) \end{pmatrix} \exp\left[ ikz\sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)} \right] \times, \tag{20}$$

$$\times \exp\left[ ik(\xi u + \eta v) \right] d\xi d\eta,$$

где

$$\mathbf{S}(\xi, \eta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ -\frac{\xi}{\sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)}} & -\frac{\eta}{\sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)}} \end{bmatrix}. \tag{21}$$

Для вихревых пучков (7) выражения (19)-(21) сводятся к виду (8)-(10).

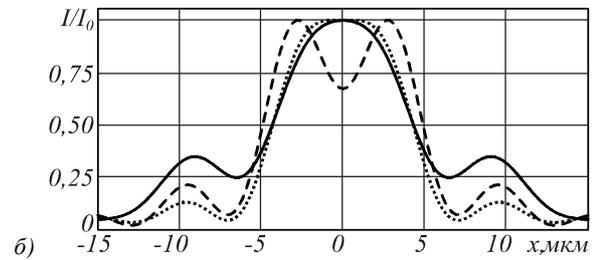
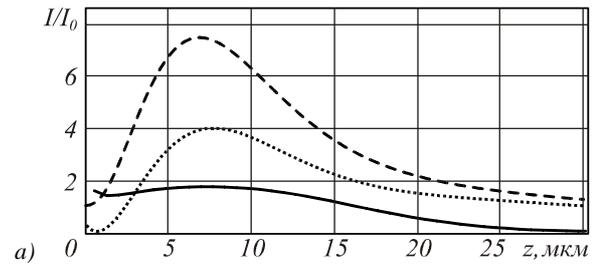


Рис. 3. Результаты моделирования, полученные с помощью выражений (8)-(10) (пунктирная линия), (12)-(14) (точечная линия) при  $\sigma_1 = 0$  и  $\sigma_2 = 5$  и метода FDTD (сплошная линия): осевое распределение интенсивности (а), нормированные сечения (вдоль оси  $x$ ) интенсивности в плоскости  $z = 7$  мкм (б)

Однако при прохождении через границу двух сред вектора напряжённости электрического поля волны, поляризованные перпендикулярно и параллельно плоскости падения, имеют различные коэффициенты пропускания Френеля. С учётом этого факта матрица (21) будет выглядеть следующим образом:

$$\mathbf{S}_F(\xi, \eta) = \frac{1}{\xi^2 + \eta^2} \times \begin{bmatrix} t_p \xi^2 + t_s \eta^2 & \xi \eta (t_p - t_s) \\ \xi \eta (t_p - t_s) & t_p \eta^2 + t_s \xi^2 \\ -\frac{t_p (\xi^2 + \eta^2) \xi}{\sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)}} & -\frac{t_p (\xi^2 + \eta^2) \eta}{\sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)}} \end{bmatrix}, \quad (22)$$

где  $t_s, t_p$  – коэффициенты пропускания Френеля для ТЕ- и ТМ-компонент, соответственно.

$$\mathbf{Q}_m(k\sigma\rho, \theta) = \begin{bmatrix} t_s J_m(k\sigma\rho) + B_m^{cc}(k\sigma\rho, \theta)(t_p - t_s) & B_m^{sc}(k\sigma\rho, \theta)(t_p - t_s) \\ B_m^{sc}(k\sigma\rho, \theta)(t_p - t_s) & t_s J_m(k\sigma\rho) + B_m^{ss}(k\sigma\rho, \theta)(t_p - t_s) \\ -\frac{t_p \sigma B_m^{cc}(k\sigma\rho, \theta)}{\sqrt{1 - \sigma^2}} & -\frac{t_p \sigma B_m^{ss}(k\sigma\rho, \theta)}{\sqrt{1 - \sigma^2}} \end{bmatrix}. \quad (24)$$

В модификации Мансурипура для свободного пространства используется несколько иная, чем (22) матрица поляризационного преобразования [38]:

$$\mathbf{M}(\xi, \eta) = \frac{1}{(\xi^2 + \eta^2)} \begin{bmatrix} \eta^2 + \xi^2 \gamma & -\xi \eta (1 - \gamma) \\ -\xi \eta (1 - \gamma) & \xi^2 + \eta^2 \gamma \\ -\xi (\xi^2 + \eta^2) & -\eta (\xi^2 + \eta^2) \end{bmatrix},$$

$$\gamma = \sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)}. \quad (25)$$

Заметим, что при  $\gamma = 1$  (соответствует нулевой пространственной частоте) (25) сводится к (21) только для поперечных компонент. Причём для продольной компоненты в (21)-(24) имеет место особенность при  $\gamma \rightarrow 0$  (для высоких значений пространственных частот), которая формально приводит к неограниченному росту продольной компо-

В полярных координатах матрица (22) записывается следующим образом:

$$\mathbf{S}_F(\sigma, \phi) = \begin{bmatrix} t_s + \cos^2 \phi (t_p - t_s) & \cos \phi \sin \phi (t_p - t_s) \\ \cos \phi \sin \phi (t_p - t_s) & t_s + \sin^2 \phi (t_p - t_s) \\ -\frac{t_p \sigma \cos \phi}{\sqrt{1 - \sigma^2}} & -\frac{t_p \sigma \sin \phi}{\sqrt{1 - \sigma^2}} \end{bmatrix}, \quad (23)$$

и тогда для вихревых пучков вида (7) в выражении (8) можно использовать матрицу преобразования, аналогичную (11):

ненты. В модификации Мансурипура такая особенность отсутствует.

Запишем матрицу (25) в сферических координатах  $\xi = \sin \psi \cos \phi$ ,  $\eta = \sin \psi \sin \phi$ ,  $(\xi^2 + \eta^2) = \sin^2 \psi$ ,  $\gamma = \cos \psi$ :

$$\mathbf{M}(\psi, \phi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \phi (\cos \psi - 1) & \cos \phi \sin \phi (\cos \psi - 1) \\ \cos \phi \sin \phi (\cos \psi - 1) & 1 + \sin^2 \phi (\cos \psi - 1) \\ -\sin \psi \cos \phi & -\sin \psi \sin \phi \end{bmatrix}. \quad (26)$$

Матрица (26) полностью совпадает с усечённой матрицей (только для поперечных компонент входного поля) поляризационного преобразования, используемой при описании острой фокусировки в приближении Дебая [42]:

$$\mathbf{P}(\psi, \phi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \phi (\cos \psi - 1) & \sin \phi \cos \phi (\cos \psi - 1) & \cos \phi \sin \psi \\ \sin \phi \cos \phi (\cos \psi - 1) & 1 + \sin^2 \phi (\cos \psi - 1) & \sin \phi \sin \psi \\ -\sin \psi \cos \phi & -\sin \psi \sin \phi & \cos \psi \end{bmatrix}. \quad (27)$$

В [43] при расчёте дифракции падающей волны на аксиконе с углом раскрыва  $\tau$  используется следующая матрица поляризационного преобразования, полученная на основе работы [30]:

$$\mathbf{M}_{ax}(\phi) = \begin{bmatrix} t_s + \cos^2 \phi (t_p \cos \tau - t_s) & \sin \phi \cos \phi (t_p \cos \tau - t_s) \\ \sin \phi \cos \phi (t_p \cos \tau - t_s) & t_s + \sin^2 \phi (t_p \cos \tau - t_s) \\ -t_p \sin \tau \cos \phi & -t_p \sin \tau \sin \phi \end{bmatrix}, \quad (28)$$

где  $t_s, t_p$  – соответствующие коэффициенты пропускания Френеля для аксикона.

Как видно из сравнения выражения (27) для линзы и (28) для аксикона,  $\cos \tau = \gamma$  соответствует постоянному наклону лучей к оптической оси, который производит аксикон при освещении его плоской волной.

Введённый выше параметр  $\gamma = \sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)}$  равен продольной проекции (проекции на ось распространения) волнового вектора.

При  $\tau = 0 \Rightarrow \cos \tau = \gamma = 1$  аксикон превращается в плоско-параллельную пластинку и не преломляет падающие на него лучи. Угол падения в этом случае

равен углу преломления и коэффициенты пропускания для ортогональных поляризаций падающей волны будут равны  $t_s = t_p$ . В этом случае поляризация падающей волны не меняется:

$$\mathbf{M}_{ax}(\phi) = \begin{bmatrix} t_s & 0 \\ 0 & t_s \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_x(\phi) \\ a_y(\phi) \end{pmatrix} = t_s \begin{pmatrix} a_x(\phi) \\ a_y(\phi) \end{pmatrix}. \quad (29)$$

При  $\tau \rightarrow \pi/2 \Rightarrow \cos \tau = \gamma \rightarrow 0$  аксикон становится высокоапертурным. В предельном случае, когда волны ещё являются распространяющимися,

$$\mathbf{Q}_m(k\sigma\rho, \theta) = \begin{bmatrix} t_s B_m^{ss}(k\sigma\rho, \theta) + t_p \gamma B_m^{cc}(k\sigma\rho, \theta) & B_m^{sc}(k\sigma\rho, \theta)(t_p \gamma - t_s) \\ B_m^{sc}(k\sigma\rho, \theta)(t_p \gamma - t_s) & t_s B_m^{cc}(k\sigma\rho, \theta) + t_p \gamma B_m^{ss}(k\sigma\rho, \theta) \\ -t_p \sigma B_m^c(k\sigma\rho, \theta) & -t_p \sigma B_m^s(k\sigma\rho, \theta) \end{bmatrix}. \quad (31)$$

### 5. Расчёт коэффициентов Френеля

Коэффициенты Френеля необходимо учитывать в случае, когда во входной плоскости имеется оптический элемент. Обычно коэффициенты рассчитываются исходя из формы элемента. Однако при использовании разложения по плоским волнам знание формы не требуется (она может быть определена с точностью до длины волны по создаваемому элементом распределению фазы). Достаточно только знать показатели преломления элемента и среды.

Коэффициенты Френеля вычисляются по формулам:

$$t_s = \frac{2n_1 \cos \beta_i}{n_1 \cos \beta_i + n_2 \cos \beta_t}, \quad (32)$$

$$t_p = \frac{2n_1 \cos \beta_i}{n_2 \cos \beta_i + n_1 \cos \beta_t},$$

где  $n_1, n_2$  – показатели преломления соответственно элемента и среды,  $\beta_i$  – угол падения,  $\beta_t$  – угол преломления. Они связаны законом преломления:

$$n_1 \cos \beta_i = n_2 \cos \beta_t, \quad (33)$$

и соотношением, позволяющим обойтись без знания формы элемента [43]:

$$\cos(\beta_t - \beta_i) = \gamma. \quad (34)$$

Из равенств (33) и (34) получаем значения квадратов косинусов углов

$$\cos^2(\beta_i) = \frac{(n_1 - \gamma n_2)^2}{n_1^2 + n_2^2 - 2\gamma n_1 n_2}, \quad (35)$$

$$\cos^2(\beta_t) = \frac{(n_2 - \gamma n_1)^2}{n_1^2 + n_2^2 - 2\gamma n_1 n_2}.$$

Если подставить выражения (35) в (32), то получим следующие результаты:

$\cos \tau = 0$ , с учётом коэффициентов пропускания получим:

$$\mathbf{M}_{ax}(\phi) = \begin{bmatrix} t_s \sin^2 \phi & -t_s \sin \phi \cos \phi \\ -t_s \sin \phi \cos \phi & t_s \cos^2 \phi \\ -t_p \cos \phi & -t_p \sin \phi \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_x(\phi) \\ a_y(\phi) \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Если поперечные компоненты входного поля представимы в вихревом виде (7), то для учёта коэффициентов пропускания Френеля при прохождении через аксикон в модификации Мансурипура можно воспользоваться выражениями (8), (9) с матрицей преобразования:

$$t_s = \frac{2}{1 + \frac{n_2 |n_2 - \gamma n_1|}{n_1 |n_1 - \gamma n_2|}}, \quad t_p = \frac{2}{\frac{n_2}{n_1} + \frac{|n_2 - \gamma n_1|}{|n_1 - \gamma n_2|}}. \quad (36)$$

В таком виде коэффициенты пропускания Френеля удобно использовать только для распространяющихся волн, когда  $\gamma$  является вещественным. Для затухающих волн  $\gamma$  является мнимым и действие операции взятия модуля приводит к неверным результатам. Поэтому избавимся от знака модуля.

Пусть  $\gamma$  является вещественным,  $0 \leq \gamma \leq 1$ , примем также, что  $n_1 > n_2$ . В этом случае  $n_1 - \gamma n_2 > 0$ , поэтому модуль этой величины совпадает с ней самой, а

$$|n_2 - \gamma n_1| = \begin{cases} (n_2 - \gamma n_1), & \gamma < \frac{n_2}{n_1}, \\ -(n_2 - \gamma n_1), & \text{иначе.} \end{cases} \quad (37)$$

Таким образом, вместо (36) можно записать:

$$t_s = \begin{cases} \frac{2n_1(n_1 - \gamma n_2)}{n_1^2 + n_2^2 - 2\gamma n_1 n_2}, & \gamma < \frac{n_2}{n_1}, \\ \frac{2n_1(n_1 - \gamma n_2)}{n_1^2 - n_2^2}, & \text{иначе.} \end{cases} \quad (38a)$$

$$t_p = \begin{cases} \frac{2n_1(n_1 - \gamma n_2)}{2n_1 n_2 - \gamma(n_1^2 + n_2^2)}, & \gamma < \frac{n_2}{n_1}, \\ \frac{2n_1(n_1 - \gamma n_2)}{\gamma(n_1^2 - n_2^2)}, & \text{иначе.} \end{cases} \quad (38б)$$

Из формул (38) видно, что в случае, когда  $\gamma \geq n_2 / n_1$  (что соответствует низким значениям числовой апертуры), имеет место равенство  $t_s = \gamma t_p$ . Если его подставить в (31), то получим матрицу

$$\mathbf{Q}_m(k\sigma\rho, \theta) = t_s(\sigma) \times \begin{bmatrix} J_m(k\sigma\rho) & 0 \\ 0 & J_m(k\sigma\rho) \\ \frac{\sigma B_m^c(k\sigma\rho, \theta)}{\sqrt{1-\sigma^2}} & \frac{\sigma B_m^s(k\sigma\rho, \theta)}{\sqrt{1-\sigma^2}} \end{bmatrix}, \quad (39)$$

которая лишь множителем  $t_s(\sigma)$  отличается от классической матрицы (10). Отметим, что так как этот множитель является функцией от пространственных частот, что явно указано в выражении (39), то даже если весь спектр содержится в области  $\gamma \geq n_2/n_1$ , результат всё равно будет отличаться от полученного методом (8)-(10).

Выражения (38) также можно использовать для учёта затухающих волн. Причём при  $\gamma < n_2/n_1$  имеет место непрерывность перехода от вещественной области к мнимой.

Выражения (38) соответствуют прохождению только через рельефную сторону оптического элемента, т.е. из среды оптического элемента в окружающую среду. Учтём далее также вход падающего излучения в оптический элемент.

В [44] приведён следующий вид соотношения между коэффициентами пропускания и отражения:

$$r^2 + t^2 \frac{N_2 \cos \beta_2}{N_1 \cos \beta_1} = 1, \quad (40)$$

где  $t$  – коэффициент пропускания, а  $r$  – коэффициент отражения (в этой работе не рассматривается),  $N_1$  и  $N_2$  – показатели преломления соответственно первой (откуда идут лучи) и второй среды, а  $\beta_1$  и  $\beta_2$  – соответственно углы падения в первой среде и выхода во вторую.

Соотношение (40) означает, что для вычисления по (38) коэффициентов пропускания Френеля необходимо выполнять коррекцию:

$$t^c = t \sqrt{\frac{N_2 \cos \beta_2}{N_1 \cos \beta_1}} = t A_c. \quad (41)$$

Рассмотрим теперь с учётом (41) прохождение излучения через обе стороны оптического элемента с показателем преломления  $n_1$ , размещённого в среде с показателем преломления  $n_2$ . Будем считать, что излучение падает на плоскую сторону оптического элемента.

Используя выражения (38), в которых меняем местами  $n_1$  и  $n_2$ , и учитывая равенство нулю углов падения и преломления на плоской стороне элемента, получаем

$$t_s^1 = t_p^1 = \frac{2n_2}{n_1 + n_2}. \quad (42)$$

Коррекция по формуле (41), в которой  $N_1 = n_2$ ,  $N_2 = n_1$ ,  $\beta_1 = \beta_2 = 0$ ,  $A_c = \sqrt{n_1/n_2}$ , приводит к сле-

дующему виду корректных коэффициентов пропускания:

$$t_s^{1c} = t_p^{1c} = \frac{2\sqrt{n_1 n_2}}{n_1 + n_2}. \quad (43)$$

При прохождении через вторую (рельефную) сторону оптического элемента в (41)  $N_1 = n_1$ ,  $N_2 = n_2$ ,  $\beta_1 = \beta_i$ ,  $\beta_2 = \beta_r$  и коррекционный коэффициент равен

$$A_c = \sqrt{\frac{n_2 \cos \beta_r}{n_1 \cos \beta_i}}. \quad (44)$$

С учётом вышеприведённых рассуждений для косинусов преломлённого и падающего углов выражение (44) можно записать следующим образом:

$$A_c = \begin{cases} \sqrt{\frac{n_2 |n_2 - \gamma n_1|}{n_1 (n_1 - \gamma n_2)}}, & \gamma - \text{вещественная,} \\ \sqrt{\frac{n_2 (n_2 - \gamma n_1)}{n_1 (n_1 - \gamma n_2)}}, & \gamma - \text{мнимая.} \end{cases} \quad (45)$$

Итоговый коэффициент пропускания равен произведению коэффициентов пропускания для плоской и рельефной сторон.

#### 6. Расчёт поля в ближней зоне бинарного микроаксона с учётом коэффициентов Френеля

В данном разделе приведены результаты расчёта с помощью метода разложения по плоским волнам радиально-симметричного поля (12), (13) с учётом коэффициентов Френеля в стандартной матрице (24) и матрице Мансурипура (31).

Хотя приведённые выше рассуждения по расчёту коэффициентов Френеля справедливы для рефракционных оптических элементов, мы воспользуемся ими для бинарных дифракционных элементов. Такой подход оправдывается следующими рассуждениями: в разделе 5 коэффициенты Френеля выражены через показатели преломления оптического элемента и окружающей среды и продольную проекцию волнового вектора, что не требует знания углов падения и преломления, а подразумевает использование пространственного спектра входного поля.

Как видно из рис. 4 и табл. 2, учёт коэффициентов Френеля позволяет в модификации Мансурипура получить результаты, достаточно близкие к точной модели, реализованной с помощью метода FDTD (среднеквадратичное отклонение в плоскости  $z = 7$  мкм составляет 11,9%), но за существенно меньшее время.

При этом, как видно в последней строке табл. 2, использование классической матрицы (24) даёт значительно завышенные значения для продольной компоненты, что связано с наличием особенности в такой матрице. Модификация Мансурипура частично компенсирует эту погрешность в вычислениях.

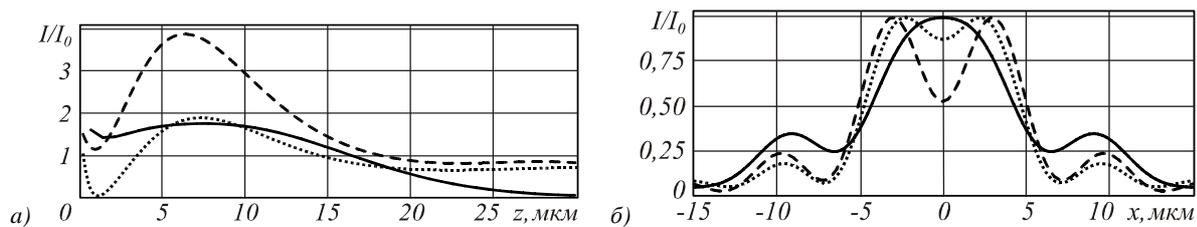


Рис. 4. Результаты моделирования, полученные с учётом коэффициентов Френеля для выражений (12), (13) при использовании стандартной матрицы (24) (пунктирная линия) и матрицы Мансурипура (31) (точечная линия) при  $\sigma_1 = 0$  и  $\sigma_2 = 5$  и метода FDTD (сплошная линия): осевое распределение интенсивности (а), нормированные сечения (вдоль оси  $x$ ) интенсивности в плоскости  $z = 7$  мкм (б)

Таблица 2. Результаты моделирования дифракции плоской волны с линейной  $x$ -поляризацией на бинарном микроаксиконе (3) на расстоянии  $z = 7$  мкм от элемента, размер изображений  $50$  мкм  $\times$   $50$  мкм

	Выражения (12), (13), (24)	Выражения (12), (13), (31)	Метод FDTD
Амплитуда $ E_x $			
Амплитуда $ E_y $			
Амплитуда $ E_z $			
Интенсивность $ E ^2$	 FWHM(-)= $0,98\lambda$ FWHM( )= $0,218\lambda$ HMA= $0,358\lambda^2$	 FWHM(-)= $0,899\lambda$ FWHM( )= $0,384\lambda$ HMA= $0,366\lambda^2$	 FWHM(-)= $0,823\lambda$ FWHM( )= $0,345\lambda$ HMA= $0,267\lambda^2$
Время расчёта	 дискретизация $0,00225\lambda$ 43 с*	 дискретизация $0,00225\lambda$ 45 с*	 Дискретизация $0,025\lambda$ 39 мин.**

\* расчёт на компьютере Intel® Pentium®4 CPU 2,40GHz, ОЗУ 2 Гб

\*\* расчёт на компьютере Intel® Celeron® CPU 3,06GHz, ОЗУ 2 Гб

Рис. 5 позволяет видеть изменение структуры центрального светового пятна при удалении от плоскости оптического элемента (расчёт выполнялся по формулам (12), (13), (31)): вклад  $z$ -компоненты с ростом расстояния уменьшается и симметрия пятна восстанавливается. Также на рис. 5 хорошо видна зона затухающих волн и наличие для  $x$ -компоненты (рис. 5а) светового пятна очень малого размера в непосредственной близости от поверхности аксикона.

На рис. 6 показано распределение интенсивности в плоскости на расстоянии  $z = 0,5$  мкм в области  $x \in [-50 \text{ мкм}, 50 \text{ мкм}]$ ,  $y \in [-50 \text{ мкм}, 50 \text{ мкм}]$ . Для поперечных компонент (рис. 6а) видно наличие центрального светового пятна малого размера

$\text{FWHM}(-) = 0,11\lambda$ . Однако на таком расстоянии вклад поперечных компонент по сравнению с продольной компонентой очень мал. Заметим, что максимальные значения интенсивности  $z$ -компоненты приходятся на линии фазового скачка оптического элемента. В этих же местах интенсивность поперечных компонент имеет минимальное значение, что соответствует предсказаниям скалярной теории (см. раздел 1). Однако размер центрального пятна, полученный на расстоянии  $z = 0,5$  мкм, в рамках скалярной теории значительно больше ( $\text{FWHM} \approx 0,34\lambda$ ,  $\text{НМА} \approx 0,092\lambda^2$ ), чем полученный по формулам (12), (13), (31) для  $x$ -компоненты вдоль горизонтальной оси ( $\text{FWHM}_x(-) \approx 0,1\lambda$ ).

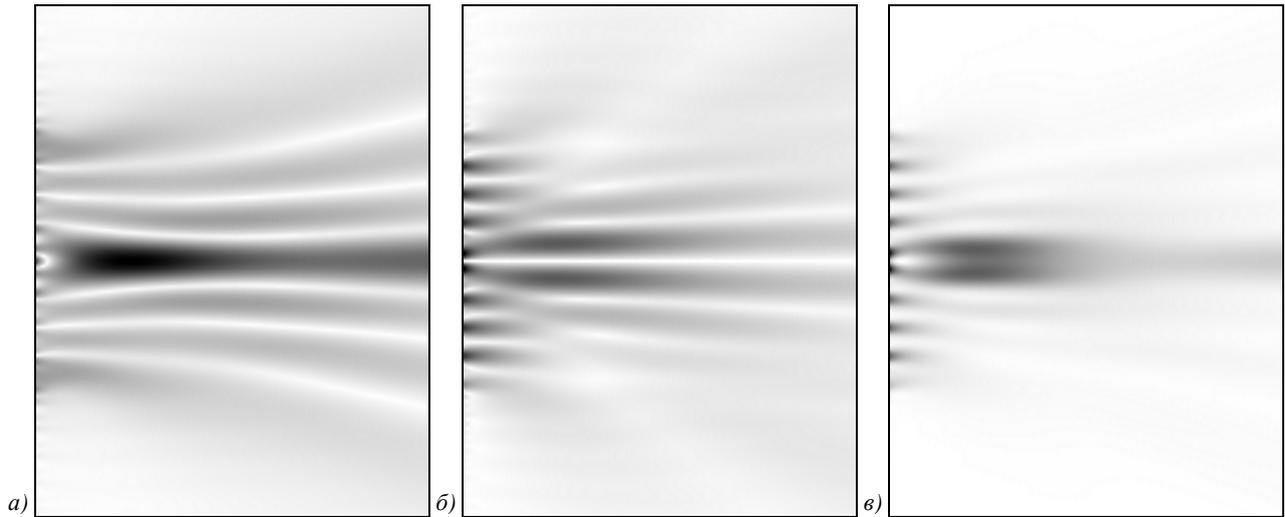


Рис. 5. Картина дифракции на аксиконе, рассчитанная с использованием (12), (13), (31) в области  $z \in [0,1 \text{ мкм}, 30 \text{ мкм}]$ ,  $x \in [-50 \text{ мкм}, 50 \text{ мкм}]$ : амплитуда  $x$ -компоненты (а), амплитуда  $z$ -компоненты (б), суммарная интенсивность (в)

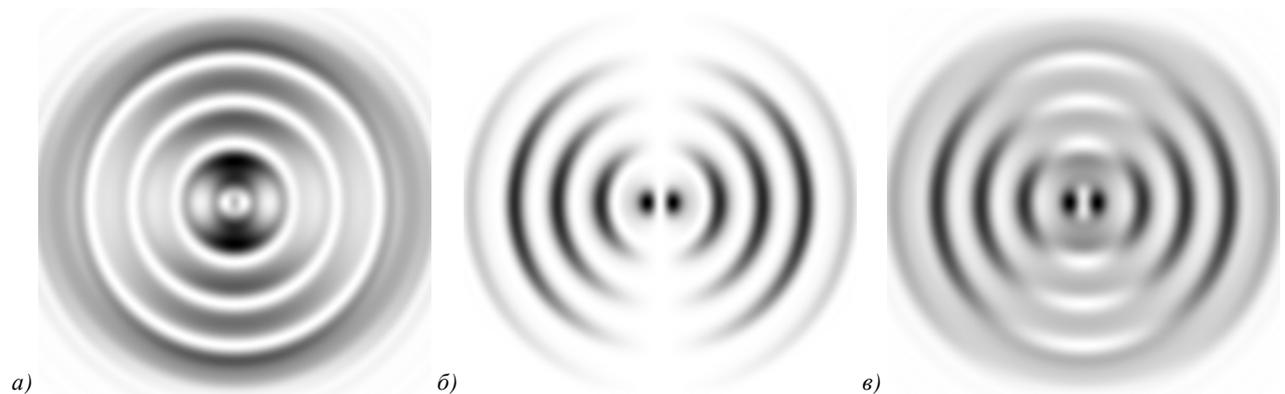


Рис. 6. Распределение интенсивности (негатив) в плоскости  $z = 0,5$  мкм от аксикона: поперечных компонент  $|E_x|^2 + |E_y|^2$  (а),  $z$ -компоненты  $|E_z|^2$  (б) и общей  $|E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$  (в)

Учёт коэффициентов Френеля позволяет получить более правильное соотношение между компонентами электрического вектора поля и оценить потери энергии.

Все рассмотренные векторные методы предсказывают практически одинаковое уширение фокального пятна по сравнению со скалярным подходом, что связано с мощным влиянием продольной

компоненты для высокоапертурных оптических элементов.

В следующем разделе показана возможность уменьшения поперечного размера центрального светового пятна для линейно-поляризованного излучения за счёт реконфигурации распределения поперечных и продольной компонент с помощью линейного фазового скачка.

**7. Расчёт поля в ближней зоне бинарного микроаксикона при освещении ограниченной волной с линейным фазовым скачком**

В работе [35] было показано, что аподизация функции пропускания высокоапертурной фокусирующей системы фазовыми линейными скачками позволяет уменьшить размер фокального пятна при линейной поляризации. Рассмотрим аналогичный подход для дифракционного аксикона.

В этом случае входное поле будет иметь следующий вид (рис. 7а):

$$E_0(x, y) = E_0(r, \varphi) = \begin{cases} \exp\{i \arg[\cos(kr) \cos \varphi]\}, & r \leq R, \\ 0, & r > R, \end{cases} \quad (46)$$

не обладающий осевой симметрией, поэтому для расчётов на основе разложения по плоским волнам необходимо воспользоваться выражениями (19) и (20) с соответствующими матрицами. Для ускорения вычислений в поперечной плоскости можно применить быстрое преобразование Фурье (БПФ), но для продольных распределений этот алгоритм затруднительно применять из-за необходимости менять в каждой плоскости шаг дискретизации.

На рис. 7 и в табл. 3, 4 приведены сравнительные результаты моделирования с помощью метода разложения по угловым гармоникам (19), (20) с учётом коэффициентов Френеля для стандартной матрицы (22) и матрицы Мансурипура (28), а также FDTD. В последнем случае был использован симметричный аксикон в условиях падения на него пучка с равномерной амплитудой и фазой, имеющей линейный скачок перпендикулярно оси поляризации.

В данном случае можно говорить только о качественном совпадении результатов, полученных с помощью интегральных методов и разностного. Причём метод разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура обеспечивает корректные результаты на расстоянии более длины волны от оптического элемента (рис. 7б), использование классической матрицы (22) позволяет получать достаточно близкие к FDTD результаты в непосредственной близости к элементу.

На расстоянии  $z = 7 \text{ мкм} (\approx 0,66\lambda)$  поперечный размер центрального светового пятна вдоль оси  $x$  составляет по полуспаду интенсивности  $\text{FWHM}(-) = 0,46\lambda$  для метода FDTD и  $\text{FWHM}(-) = 0,45\lambda$  для метода разложения по плоским волнам в модификации Мансурипура, что достаточно близко к результатам, предсказанным скалярной теорией ( $\text{FWHM} = 0,42\lambda$ ) и почти в два раза меньше, чем при использовании радиально-симметричного аксикона. Такой эффект был достигнут за счёт формирования на оптической оси распределения, в основном состоящего из продольной компоненты [35].

В непосредственной близости к оптическому элементу (в плоскости  $z = 0,5 \text{ мкм} \approx 0,05\lambda$ ), как показывают результаты применения метода FDTD, формируется очень компактное круглое световое пятно с  $\text{FWHM} = 0,32\lambda$  и  $\text{HMA} = 0,08\lambda^2$ . Такой же горизонтальный размер получается при использовании классической матрицы (22), хотя световое пятно в этом случае вытянутое.

Из рис. 8 видно, что протяжённый фокус с компактным световым пятном сохраняется на расстоянии примерно две длины волны от оптического элемента, что соответствует радиусу биаксикона.

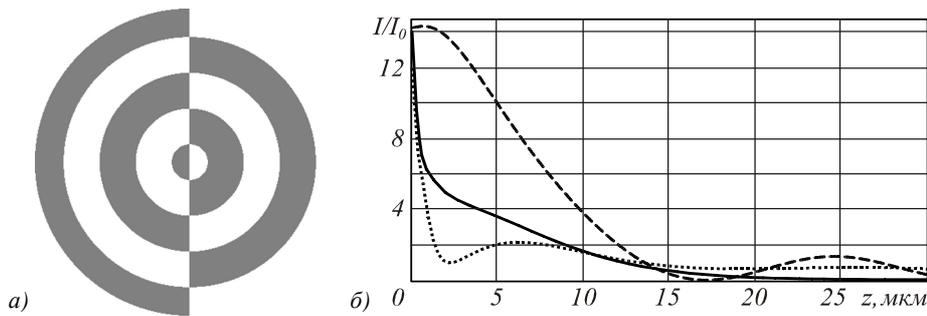


Рис. 7. Результаты моделирования для фазового биаксикона (а): осевое распределение интенсивности (б), полученное с помощью выражений (19), (20), (22) (пунктирная линия), (19), (20), (28) (точечная линия) и метода FDTD (сплошная линия)

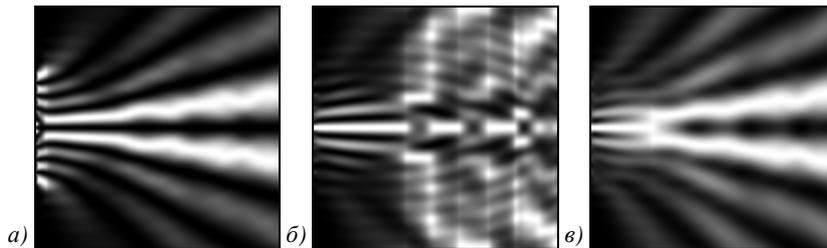
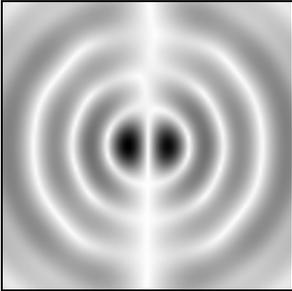
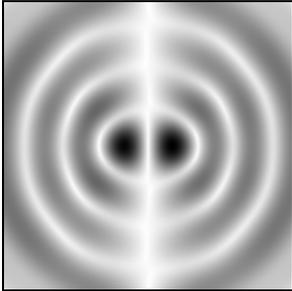
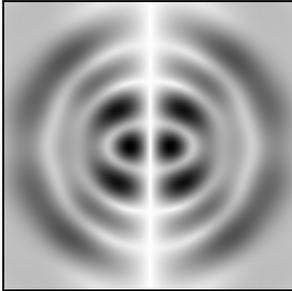
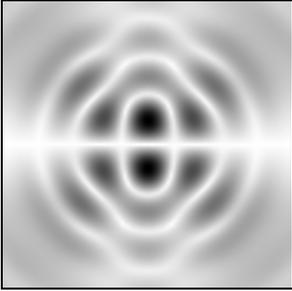
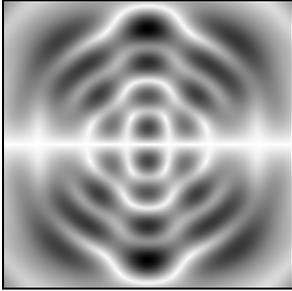
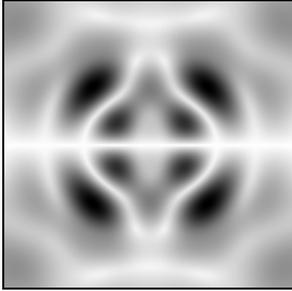
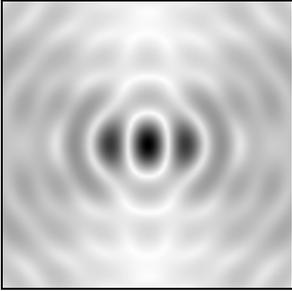
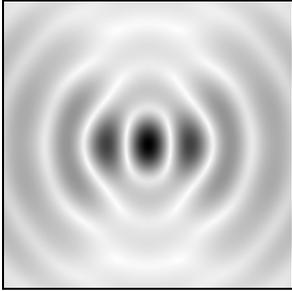
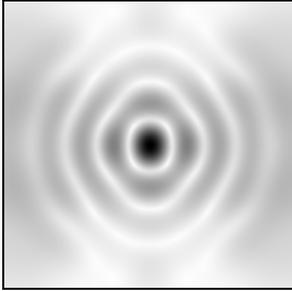
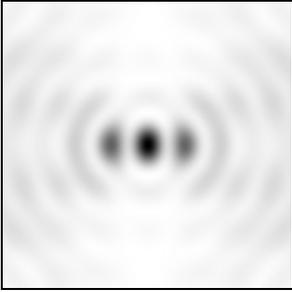
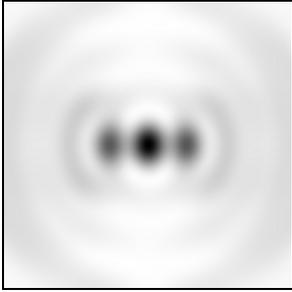
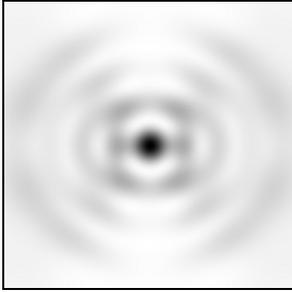
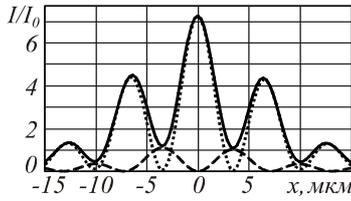
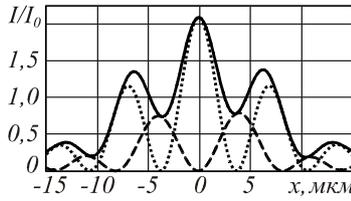
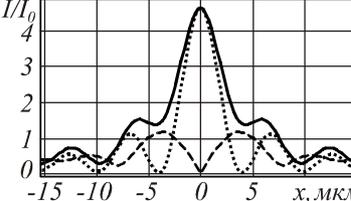


Рис. 8. Картина дифракции на биаксиконе (топология), рассчитанная с использованием (19), (20), (28) в области  $z \in [0, 1 \text{ мкм}, 100 \text{ мкм}]$ ,  $x \in [-50 \text{ мкм}, 50 \text{ мкм}]$ : интенсивность для  $x$ -компоненты (а),  $z$ -компоненты (б), суммарная (в)

Таблица 3. Результаты моделирования дифракции на бинарном биасиконе ограниченной плоской волны с линейной  $x$ -поляризацией на расстоянии  $z = 7$  мкм от элемента, размер изображений  $50$  мкм  $\times$   $50$  мкм

	Выражения (19), (20), (22)	Выражения (19), (20), (28)	Метод FDTD
Амплитуда $ E_x $			
Амплитуда $ E_y $			
Амплитуда $ E_z $			
Интенсивность $ E ^2$	 FWHM(-) = $0,33\lambda$ FWHM( ) = $0,52\lambda$ HMA = $0,136\lambda^2$	 FWHM(-) = $0,45\lambda$ FWHM( ) = $0,52\lambda$ HMA = $0,175\lambda^2$	 FWHM(-) = $0,46\lambda$ FWHM( ) = $0,45\lambda$ HMA = $0,179\lambda^2$
Время расчёта	 дискретизация $0,025\lambda$ 7 мин.*	 дискретизация $0,025\lambda$ 7 мин.*	 дискретизация $0,025\lambda$ 39 мин.**

\* расчёт на компьютере Intel® Pentium®4 CPU 2,40GHz, ОЗУ 2 Гб

\*\* расчёт на компьютере Intel® Celeron® CPU 3,06GHz, ОЗУ 2 Гб

Таблица 4. Результаты моделирования дифракции на бинарном биаксиконе ограниченной плоской волны с линейной  $x$ -поляризацией на расстоянии  $z = 0,5 \text{ мкм}$  от элемента, размер изображений  $50 \text{ мкм} \times 50 \text{ мкм}$

	Выражения (19), (20), (22)	Выражения (19), (20), (28)	Метод FDTD
Амплитуда $ E_x $			
Амплитуда $ E_y $			
Амплитуда $ E_z $			
Интенсивность $ E ^2$	 FWHM(-) = $0,31\lambda$ FWHM( ) = $0,40\lambda$ HMA = $0,095\lambda^2$	 FWHM(-) = $0,22\lambda$ FWHM( ) = $0,38\lambda$ HMA = $0,063\lambda^2$	 FWHM = $0,32\lambda$ HMA = $0,08\lambda^2$
Время расчёта	 дискретизация $0,025\lambda$ 7 мин.*	 дискретизация $0,025\lambda$ 7 мин.*	 дискретизация $0,025\lambda$ 39 мин.**

\* расчёт на компьютере Intel® Pentium®4 CPU 2,40GHz, ОЗУ 2 Гб

\*\* расчёт на компьютере Intel® Celeron® CPU 3,06GHz, ОЗУ 2 Гб

### Заключение

В рамках строгой теории дифракции рассмотрена возможность достижения сверхразрешения с помощью высокоапертурных бинарных аксиконов при линейной поляризации падающего на элемент излучения.

На основе метода разложения по плоским волнам с учётом коэффициентов пропускания Френеля по-

казано, что уширение центрального светового пятна, которое неизбежно возникает при линейной поляризации освещающего пучка, можно компенсировать с помощью фазового линейного скачка в освещающем пучке или за счёт использования биаксикона, вместо осесимметричного аксикона.

Сравнение выполненных расчётов для микроаксиконов (радиус несколько длин волн) с результатами, полученными методом FDTD, показывает хорошее

качественное согласование при существенно меньших временных затратах. Таким образом, разработанные методы расчёта позволят в дальнейшем оценить действие аналогичных оптических элементов, но значительно большего радиуса.

Также с использованием интегральных методов обнаружено и методом FDTD подтверждено, что в непосредственной близости от поверхности высокоапертурных бинарных аксиконов возможно достижение сверхразрешения. В частности, на расстоянии  $z \approx 0,05\lambda$  от биаксикона формируется световое пятно, диаметр которого на 37% меньше дифракционного предела ( $\text{FWHM} = 0,32\lambda$ ).

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1), грантов РФФИ 10-07-00109-а, 10-07-00438-а, грантов Президиума РФ поддержки ведущих научных школ НШ-7414.2010.9 и молодого кандидата наук МК-64571.2010.2.

### Литература

1. **McLeod, J.H.** The axicon: a new type of optical element / J.H. McLeod // *J. Opt. Soc. Am.* – 1954. – V. 44. – P. 592-597.
2. **Durnin, J.** Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli, Jr., J.H. Eberly // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – V. 58. – P. 1499-1501.
3. **Turunen, J.** Holographic generation of diffraction-free beams / J. Turunen, A. Vasara, and A.T. Friberg // *Appl. Opt.* – 1988. – V. 27. – P. 3959-3962.
4. **Vasara, A.** Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms / A. Vasara, J. Turunen, and A.T. Friberg // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1989. – V. 6. – P. 1748-1754.
5. **Indebetouw, G.** Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and synthesis / G. Indebetouw // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1989. – V. 6. – P. 150-152.
6. **Khonina, S.N.** The phase rotor filter / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, M.V. Shinkaryev, V.A. Soifer, G.V. Uspleniev // *J. Modern Optics.* – 1992. – V. 39(5). – P. 1147-1154.
7. **Jabczynski, J.K.** A 'diffraction-free' resonator / J.K. Jabczynski // *Opt. Commun.* – 1990. – V. 77. – P. 292-294.
8. **Cox, A.J.** Holographic reproduction of a diffraction-free beam / A.J. Cox and D.C. Dibble // *Appl. Opt.* – 1991. – V. 30. – P. 1330-1332.
9. **Herman, R.M.** Production and uses of diffractionless beams / R.M. Herman and T.A. Wiggins // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1991. – V. 8(6). – P. 932-942.
10. **Cox, A.J.** Nondiffracting beam from a spatially filtered Fabry-Perot resonator / A.J. Cox and D.C. Dibble // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1992. – V. 9. – P. 282-286.
11. **MacDonald, R.P.** Holographic formation of a diode laser nondiffracting beam / R.P. MacDonald, J. Chrostowski, S.A. Boothroyd, and B.A. Syrett // *Appl. Opt.* – 1993. – V. 32. – P. 6470-6474.
12. **Rosen, J.** Pseudo-nondiffracting beams generated by radial harmonic functions / J. Rosen, B. Salik, and A. Yariv // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1995. – V. 12. – P. 2446-2457.
13. **Davis, J.A.** Intensity and phase measurements of nondiffracting beams generated with a magneto-optic spatial light modulator / J.A. Davis, E. Carcole, and D.M. Cottrell // *Appl. Opt.* – 1996. – V. 35. – P. 593-598.
14. **Niggl, L.** Properties of Bessel beams generated by periodic gratings of circular symmetry / L. Niggl, T. Lanzl, and Max Maier // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1997. – Vol. 14, No. 1. – P. 27-33.
15. **Paakkonen, P.** Rotating optical fields: experimental demonstration with diffractive optics / P. Paakkonen, J. Lautanen, M. Honkanen, M. Kuittinen, J. Turunen, S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, A.T. Friberg // *Journal of Modern Optics.* – 1998. – V. 45(11). – P. 2355-2369.
16. **Tervo, J.** Generation of vectorial propagation-invariant fields by polarization-grating axicons, / J. Tervo, J. Turunen // *Opt. Commun.* – 2001. – V. 192. – P. 13-18.
17. **Niv, A.** Propagation-invariant vectorial Bessel beams obtained by use of quantized Pancharatnam-Berry phase optical elements / Avi Niv, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman // *Optics Letters.* – 2004. – Vol. 29, No. 3. – P. 238-240.
18. **Golub, I.** Solid immersion axicon: maximizing nondiffracting for Bessel beam resolution / Ilya Golub // *Optics Letters.* – 2007. – Vol. 32, No. 15. – P. 2161-2163.
19. **Belyi, V.N.** Generation of TE- and TH-polarized Bessel beams using one-dimensional photonic crystal / V.N. Belyi, N.S. Kazak, S.N. Kurilkina, N.A. Khilo // *Optics Communications.* – 2009. – V. 282. – P. 1998-2008.
20. **Котляр, В.В.** Диаметр светового пятна в ближней зоне бинарного дифракционного микроаксикона / В.В. Котляр, С.С. Стафеев, Р.В. Скиданов, А.Г. Налимов, О.Ю. Мойсеев, С.Д. Полетаев // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 24-34.
21. **Vahimaa, P.** Electromagnetic analysis of nonparaxial Bessel beams generated by diffractive axicons / Pasi Vahimaa, Ville Kettunen, Markku Kuittinen, and Jari Turunen, Ari T. Friberg // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1997. – Vol. 14, No. 8. – P. 1817-1824.
22. **Mishra, S.R.** A vector wave analysis of a Bessel beam / S.R. Mishra // *Opt. Commun.* – 1991. – V. 85. – P. 159-161.
23. **Turunen, J.** Electromagnetic theory of reflexicon beams / J. Turunen and A.T. Friberg // *Pure Appl. Opt.* – 1993. – V. 2. – P. 539-547.
24. **Bouchal, Z.** Non-diffractive vector Bessel beams / Z. Bouchal and M. Olivik // *J. Mod. Opt.* – 1995. – V. 42. – P. 1555-1566.
25. **Hall, D.G.** Vector-beam solutions of Maxwell's wave equation / D.G. Hall // *Opt. Lett.* – 1996. – V. 21. – P. 9-11.
26. **Yu, Y.Z.** Vector analyses of nondiffracting Bessel beams / Y.Z. Yu and W.B. Dou // *Progress In Electromagnetics Research Letters.* – 2008. – Vol. 5. – P. 57-71.
27. **Borghi, R.** On a class of electromagnetic diffraction-free beams / Riccardo Borghi, Franco Gori, and Sergey A. Ponomarenko // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2009. – Vol. 26, No. 11. – P. 2275-2281.
28. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha and I. Golub // *Opt. Lett.* – 2007. – V. 32. – P. 3540-3542.
29. **Хонина, С.Н.** Фраксикон – дифракционный оптический элемент с конической фокальной областью/ С.Н. Хонина, С.Г. Волотовский // *Компьютерная оптика.* – 2009. – Т. 33, № 4. – С. 401-411.
30. **Helseth, L.E.** Roles of polarization, phase and amplitude in solid immersion lens system // *Opt. Commun.* – 2001. – V. 191. – P. 161-172.

31. **Grosjean, T.** Conical optics: the solution to confine light / T. Grosjean, F. Baida, and D. Courjon // *Applied Optics*. – 2007. – Vol. 46, No. 11. – P. 1994-2000.
  32. **Котляр, В.В.** Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксионов / В.В. Котляр, С.С. Стафеев // *Компьютерная оптика*. – 2009. – Т. 33, № 1. – С. 52-60.
  33. **Хонина, С.Н.** Алгоритмы быстрого расчёта дифракции радиально-вихревых лазерных полей на микроапертуре / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волоотовский, М.А. Ананьин // *Известия Самарского научного центра РАН*. – 2010. – № 12(3). – С. 15-25.
  34. **Grosjean, T.** Photopolymers as vectorial sensors of the electric field / T. Grosjean and D. Courjon // *Opt. Express*. – 2006. – Vol. 14, No. 6. – P. 2203-2210.
  35. **Хонина, С.Н.** Управление вкладом компонент векторного электрического поля в фокусе высокоапертурной линзы с помощью бинарных фазовых структур / С.Н. Хонина, С.Г. Волоотовский // *Компьютерная оптика*. – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 58-68.
  36. **Хонина, С.Н.** Распространение радиально-ограниченных вихревых пучков в ближней зоне: I. Алгоритмы расчёта / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, А.А. Ковалёв, С.Г. Волоотовский // *Компьютерная оптика*. – 2010. – Т. 34, № 3. – С. 317-332.
  37. **Хонина, С.Н.** Распространение радиально-ограниченных вихревых пучков в ближней зоне: II. Результаты моделирования / С.Н. Хонина, А.А. Ковалёв, А.В. Устинов, С.Г. Волоотовский // *Компьютерная оптика*. – 2010. – Т. 34, № 3. – С. 332-343.
  38. **Mansuripur, M.** Certain computational aspects of vector diffraction problems / M. Mansuripur // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1989. – Vol. 6, No. 5. – P. 786-805.
  39. **Luneburg, R.K.** *Mathematical Theory of Optics*. / R.K. Luneburg – University of California Press, Berkeley, California, 1966.
  40. **Carter, W.H.** Electromagnetic Field of a Gaussian Beam with an Elliptical Cross Section / W.H. Carter // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1972. – Vol. 62, No. 10. – P. 1195-1201.
  41. **Deng, D.** Analytical vectorial structure of radially polarized light beams / D. Deng and Q. Guo // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, No. 18. – P. 2711-2713.
  42. **Pereira, S.F.** Superresolution by means of polarisation, phase and amplitude pupil masks / S.F. Pereira, A.S. van de Nes // *Opt. Commun.* – 2004. – Vol. 234. – P. 119-124.
  43. **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, No. 11. – P. 2542-2546.
  44. **Jenkins, F.A.** *Fundamentals of Optics* / F.A. Jenkins, H.E. White. – 4th edition. – N.Y.: McGraw-Hill Book Company, 1976. – Chapter 25.
- References**
1. **McLeod, J.H.** The axicon: a new type of optical element / J.H. McLeod // *J. Opt. Soc. Am.* – 1954. – V. 44. – P. 592-597.
  2. **Durnin, J.** Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli, Jr., and J.H. Eberly // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – V. 58. – P. 1499-1501.
  3. **Turunen, J.** Holographic generation of diffraction-free beams / J. Turunen, A. Vasara, and A.T. Friberg // *Appl. Opt.* – 1988. – V. 27. – P. 3959-3962.
  4. **Vasara, A.** Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms / A. Vasara, J. Turunen, and A.T. Friberg // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1989. – V. 6. – P. 1748-1754.
  5. **Indebetouw, G.** Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and synthesis / G. Indebetouw // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1989. – V. 6. – P. 150-152.
  6. **Khonina, S.N.** The phase rotor filter / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, M.V. Shinkaryev, V.A. Soifer, G.V. Uspleniev // *J. Modern Optics*. – 1992. – V. 39(5). – P. 1147-1154.
  7. **Jabczynski, J.K.** A 'diffraction-free' resonator / J.K. Jabczynski // *Opt. Commun.* – 1990. – V. 77. – P. 292-294.
  8. **Cox, A.J.** Holographic reproduction of a diffraction-free beam / A.J. Cox and D.C. Dibble // *Appl. Opt.* – 1991. – V. 30. – P. 1330-1332.
  9. **Herman, R.M.** Production and uses of diffractionless beams / R.M. Herman and T.A. Wiggins // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1991. – V. 8(6). – P. 932-942.
  10. **Cox, A.J.** Nondiffracting beam from a spatially filtered Fabry-Perot resonator / A.J. Cox and D.C. Dibble // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1992. – V. 9. – P. 282-286.
  11. **MacDonald, R.P.** Holographic formation of a diode laser nondiffracting beam / R.P. MacDonald, J. Chrostowski, S.A. Boothroyd, and B.A. Syrett // *Appl. Opt.* – 1993. – V. 32. – P. 6470-6474.
  12. **Rosen, J.** Pseudo-nondiffracting beams generated by radial harmonic functions / J. Rosen, B. Salik, and A. Yariv // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1995. – V. 12. – P. 2446-2457.
  13. **Davis, J.A.** Intensity and phase measurements of nondiffracting beams generated with a magneto-optic spatial light modulator / J.A. Davis, E. Carcole, and D.M. Cottrell // *Appl. Opt.* – 1996. – V. 35. – P. 593-598.
  14. **Niggl, L.** Properties of Bessel beams generated by periodic gratings of circular symmetry / L. Niggl, T. Lanzl, and Max Maier // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1997. – Vol. 14, No. 1. – P. 27-33.
  15. **Paakkonen, P.** Rotating optical fields: experimental demonstration with diffractive optics / P. Paakkonen, J. Lautanen, M. Honkanen, M. Kuittinen, J. Turunen, S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, A.T. Friberg // *Journal of Modern Optics*. – 1998. – V. 45(11). – P. 2355-2369.
  16. **Tervo, J.** Generation of vectorial propagation-invariant fields by polarization-grating axicons / J. Tervo, J. Turunen // *Opt. Commun.* – 2001. – V. 192. – P. 13-18.
  17. **Niv, A.** Propagation-invariant vectorial Bessel beams obtained by use of quantized Pancharatnam-Berry phase optical elements / Avi Niv, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, No. 3. – P. 238-240.
  18. **Golub, I.** Solid immersion axicon: maximizing nondiffracting for Bessel beam resolution / Ilya Golub // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, No. 15. – P. 2161-2163.
  19. **Belyi, V.N.** Generation of TE- and TH-polarized Bessel beams using one-dimensional photonic crystal / V.N. Belyi, N.S. Kazak, S.N. Kurilkina, N.A. Khilo // *Optics Communications*. – 2009. – V. 282. – P. 1998-2008.
  20. **Kotlyar, V.V.** Light spot diameter in the near zone of binary diffractive microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafееv, R.V. Skidanov, A.G. Nalimov, O.Y. Moiseev, S.D. Poletaev // *Computer Optics*. – 2010. – V. 34, No. 1. – P. 24-34. – (in Russian).
  21. **Vahimaa, P.** Electromagnetic analysis of nonparaxial Bessel beams generated by diffractive axicons / Pasi Vahimaa, Ville Kettunen, Markku Kuittinen, and Jari Turunen, Ari

- T. Friberg // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1997. – Vol. 14, No. 8. – P. 1817-1824.
22. **Mishra, S.R.** A vector wave analysis of a Bessel beam / S.R. Mishra // *Opt. Commun.* – 1991. – V. 85. – P. 159-161.
  23. **Turunen, J.** Electromagnetic theory of reflexicon beams / J. Turunen and A.T. Friberg // *Pure Appl. Opt.* – 1993. – V. 2. – P. 539-547.
  24. **Bouchal, Z.** Non-diffractive vector Bessel beams / Z. Bouchal and M. Olivik // *J. Mod. Opt.* – 1995. – V. 42. – P. 1555-1566.
  25. **Hall, D.G.** Vector-beam solutions of Maxwell's wave equation / D.G. Hall // *Opt. Lett.* – 1996. – V. 21. – P. 9-11.
  26. **Yu, Y.Z.** Vector analyses of nondiffracting Bessel beams / Y.Z. Yu and W.B. Dou // *Progress In Electromagnetics Research Letters.* – 2008. – Vol. 5. – P. 57-71.
  27. **Borghi, R.** On a class of electromagnetic diffraction-free beams / Riccardo Borghi, Franco Gori, and Sergey A. Ponomarenko // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2009. – Vol. 26, No. 11. – P. 2275-2281.
  28. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha and I. Golub // *Opt. Lett.* – 2007. – V. 32. – P. 3540-3542.
  29. **Khonina, S.N.** Fracxicon – diffractive optical element with conical focal domain / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // *Computer Optics.* – 2009. – Vol. 33, No 4. – P. 401-411. – ISSN 0134-2452. – (in Russian).
  30. **Helseth, L.E.** Roles of polarization, phase and amplitude in solid immersion lens system / L.E. Helseth // *Opt. Commun.* – 2001. – V. 191. – P. 161-172.
  31. **Grosjean, T.** Conical optics: the solution to confine light / T. Grosjean, F. Baida, and D. Courjon // *Applied Optics.* – 2007. – Vol. 46, No. 11. – P. 1994-2000.
  32. **Kotlyar, V.V.** Modeling sharp focus radially-polarized laser mode with conical and binary microaxicons / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // *Computer Optics.* – 2009. – V. 33, N 1. – P. 52-60. – (in Russian).
  33. **Khonina, S.N.** Fast calculation algorithms for diffraction of radially-vortical laser fields on the microaperture / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskiy, M.A. Ananin // *Izvest. SNC RAS* – 2010. – V. 12(3). – P. 15-25. – (in Russian).
  34. **Grosjean, T.** Photopolymers as vectorial sensors of the electric field / T. Grosjean and D. Courjon // *Opt. Express.* – 2006. – Vol. 14, No. 6. – P. 2203-2210.
  35. **Khonina, S.N.** Control by contribution of components of vector electric field in focus of a high-aperture lens by means of binary phase structures / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // *Computer Optics.* – 2010. – Vol. 34, No. 1. – P. 58-68. – (in Russian).
  36. **Khonina, S.N.** Propagation of the radially-limited vortical beam in a near zone. Part I. Calculation algorithms / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, A.A. Kovalev, S.G. Volotovskiy // *Computer Optics.* – 2010. – Vol. 34, No. 3. – P. 317-332. – (in Russian).
  37. **Khonina, S.N.** Propagation of the radially-limited vortical beam in a near zone. Part II. Results of simulation / S.N. Khonina, A.A. Kovalev, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskiy // *Computer Optics.* – 2010. – Vol. 34, No. 3. – P. 332-343. – (in Russian).
  38. **Mansuripur, M.** Certain computational aspects of vector diffraction problems / M. Mansuripur // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1989. – Vol. 6, No. 5. – P. 786-805.
  39. **Luneburg, R.K.** *Mathematical Theory of Optics.* / R.K. Luneburg – Berkeley, California: University of California Press, 1966.
  40. **Carter, W.H.** Electromagnetic Field of a Gaussian Beam with an Elliptical Cross Section / W.H. Carter // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1972. – Vol. 62, No. 10. – P. 1195-1201.
  41. **Deng, D.** Analytical vectorial structure of radially polarized light beams / D. Deng and Q. Guo // *Optics Letters.* – 2007. – Vol. 32, No. 18. – P. 2711-2713.
  42. **Pereira, S.F.** Superresolution by means of polarisation, phase and amplitude pupil masks / S.F. Pereira, A.S. van de Nes // *Opt. Commun.* – 2004. – Vol. 234. – P. 119-124.
  43. **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, No. 11. – P. 2542-2546.
  44. **Jenkins, F.A.** *Fundamentals of Optics* / F.A. Jenkins, H.E. White. – 4th edition. – NY: McGraw-Hill Book Company, 1976. – Chapter 25.

## 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<sup>1,2</sup>, A.V. Ustinov<sup>1</sup>, S.G. Volotovskiy<sup>1</sup>, A.A. Kovalev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Institution of Russian Academy of Sciences, Image Processing Systems Institute RAS,*

<sup>2</sup>*S.P. Korolyov Samara State Aerospace University*

### Abstract

With application of the electromagnetic theory of diffraction the opportunity of superresolution achievement by means of binary high-aperture axicons is considered at linear polarization of radiation falling on an element. It is shown, that increase of the central light spot, which inevitably arises at linear polarization of the beam illuminating the high-aperture axicon, can be compensated by means of linear phase jump in the illuminating beam or due to use of bi-axicon instead of axially-symmetric axicon. Thus in immediate proximity from an optical element surface the light spot with size on 37 % less than the diffractive limit is formed.

**Key words:** binary diffractive axicon, high-aperture optical element, linear polarization, the superresolution.

*Сведения об авторах*

**Хонина Светлана Николаевна**, доктор физико-математических наук, профессор Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва; ведущий научный сотрудник Учреждения Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, сингулярная оптика, модовые и поляризационные преобразования, оптическое манипулирование, оптическая и цифровая обработка изображений.

E-mail: [khonina@smr.ru](mailto:khonina@smr.ru)

**Svetlana Nikolaevna Khonina**, 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.



**Устинов Андрей Владимирович**, 1968 года рождения, в 1991 году окончил Куйбышевский авиационный институт имени академика С.П. Королёва (КуАИ) по специальности «Прикладная математика», работает ведущим программистом в Учреждении Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: разработка программ моделирования работы оптических элементов; обработка изображений, в частности, гидродинамических процессов и биомедицинских.

E-mail: [andr@smr.ru](mailto:andr@smr.ru)

**Andrey Vladimirovich Ustinov**, (b. 1968) graduated from Kuibyshev Aviation Institute named after academician S.P. Korolyov (KuAI) on a specialty “Applied mathematics”, works as the leading programmer in the Image Processing Systems Institute of the RAS. Research interests: software design for modeling of optical elements operating; images processing, particularly images of hydrodynamic processes and biomedical images.



**Волотовский Сергей Геннадьевич**, 1959 года рождения, в 1984 году окончил Куйбышевский авиационный институт имени академика С.П. Королёва (КуАИ) по специальности «Прикладная математика», работает ведущим программистом в Учреждении Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН.

Область научных интересов: разработка программного обеспечения расчёта и моделирования работы элементов дифракционной оптики.

E-mail: [sv@smr.ru](mailto:sv@smr.ru)

**Sergey Gennadjevich Volotovskiy**, (b. 1959) graduated from Kuibyshev Aviation Institute named after academician S.P. Korolyov (KuAI) on a specialty “Applied mathematics”, works as the leading programmer in the Image Processing Systems Institute of the RAS. Research interests: software design, modeling of systems with diffractive optical elements.



**Ковалёв Алексей Андреевич**, 1979 года рождения, в 2002 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладная математика». Кандидат физико-математических наук (2005 год), работает научным сотрудником лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), является докторантом кафедры технической кибернетики СГАУ. Ковалёв А.А. – специалист в области дифракционной оптики и нанофотоники. В списке научных работ 50 статей. Область научных интересов: математическая теория дифракции, сингулярная оптика, фотонно-кристаллические устройства.

E-mail: [alanko@smr.ru](mailto:alanko@smr.ru)

**Alexey Andreevich Kovalev**, (b. 1979), graduated (2002) from the S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (SSAU)), majoring in Applied Mathematics. He received his Candidate in Physics & Maths degree (2002). He is a researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS), holding a part-time position of assistant at SSAU’s Technical Cybernetics sub-department. He is a specialist in such areas as diffractive optics and nanophotonics. He is co-author of 50 scientific papers. Research interests are mathematical diffraction theory, singular optics, and photonic crystal devices.

*Поступила в редакцию 25 октября 2010 г.*