

## МАКСИМИЗАЦИЯ ПРОДОЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ ПРИ ДИФРАКЦИИ НА БИНАРНОМ АКSIKОНЕ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Савельев Д.А., Хонина С.Н.

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва  
(национальный исследовательский университет)

### Аннотация

Проведено моделирование дифракции линейно-поляризованного излучения на бинарном дифракционном аксиконе с высокой числовой апертурой методом FDTD. В работе решается задача максимизации продольной компоненты электрического поля при различных параметрах пучков, падающих на оптический элемент, а также параметрах аксикона. Показана возможность увеличения продольной электрической компоненты линейно-поляризованного поля на выходе аксикона за счёт внесения в падающий пучок фазового скачка перпендикулярно плоскости поляризации и увеличения показателя преломления аксикона.

**Ключевые слова:** гауссовы моды, плоская ограниченная волна, дифракционный аксикон, FDTD, МЭЕР, линейная поляризация, фазовый скачок.

### Введение

В соответствии со скалярной теорией дифракции, аксикон формирует бесселевый пучок нулевого порядка, диаметр центрального пятна которого по полуспаду интенсивности (FWHM) равен [1]:

$$FWHM = 0,36\lambda/NA, \quad (1)$$

где  $NA$  – числовая апертура аксикона.

Это на 30% меньше, чем диаметр диска Эйри, формируемого линзой с той же числовой апертурой ( $FWHM=0,51\lambda/NA$ ). Таким образом, вполне естественно использование аксикона при острой фокусировке [2, 3].

В работах [2, 3] было рассмотрено применение радиальной поляризации для формирования светового пятна, состоящего в основном из одной продольной компоненты, которое позволило достичь предсказанное скалярной теорией сверхразрешение по сравнению с линзой [1].

Однако большинство современных лазеров излучает линейно-поляризованный свет. Также достаточно легко можно получить круговую поляризацию. Генерация же цилиндрических пучков (с радиальной или азимутальной поляризацией) требует использования дополнительных довольно сложных и дорогостоящих устройств [4]. Таким образом, задача усиления продольной компоненты электрического поля в случае линейной поляризации является актуальной.

Управление вкладом различных компонент векторного электрического поля может быть полезно при оптическом манипулировании, использовании избирательно чувствительных материалов, для трёхмерно-ориентированного возбуждения флуоресцирующих молекул [5, 6].

Ранее было показано [7–9], что внесение вихревой либо линейной фазовой сингулярности в падающий пучок позволяет усиливать продольную компоненту на оптической оси в фокальной области. При этом был использован метод разложения по плоским волнам. Также было выполнено моделирование с помощью метода конечных разностей во временной области – FDTD. Сравнение результатов двух методов для би-

нарного аксикона приведено в работах [10, 11] и показывает их качественное совпадение при количественных различиях. Данные различия связаны с влиянием на результаты расчёта с помощью метода FDTD реальных оптических характеристик, таких как толщина подложки элемента, расстояние от источника до элемента [12]. Также влияние оказывает тип освещающего пучка, его размеры, длина волны излучения и материал, из которого изготовлен оптический элемент.

В данной работе решается задача максимизации продольной компоненты электрического поля при различных параметрах пучков, падающих на оптический элемент, а также параметров аксикона.

### 1. Исследование влияния типа пучка, падающего на бинарный аксикон

Рассмотрим бинарный дифракционный микроаксикон:

$$\tau_b(r) = \begin{cases} \exp\{i \arg[\cos(k\alpha_0 r)]\}, & r \leq R, \\ 0, & r > R, \end{cases} \quad (2)$$

с числовой апертурой  $NA = \alpha_0 = 0,95$ , радиусом  $R = 4,462\lambda$ , который освещается излучением с линейной поляризацией. Внешний вид аксикона представлен на рис. 1.

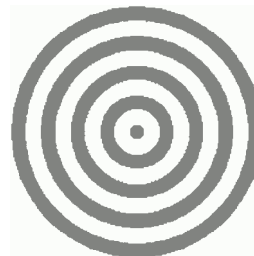


Рис. 1. Структура бинарного дифракционного аксикона

Для моделирования дифракции различных пучков на аксиконе (2) использовался метод конечных разностей во временной области (FDTD), реализованный в программном пакете Meep [13]. Параметры моделирования: длина волны  $\lambda = 0,532$  мкм. Размер расчётной области  $x, y \in [-6,5\lambda; 6,5\lambda]$ ,  $z \in [6\lambda; 6\lambda]$ . Толщи-

на поглощающего слоя PML –  $2\lambda$ , шаг дискретизации по пространству –  $\lambda/30$ , шаг дискретизации по времени –  $\lambda/(60c)$ , где  $c$  – скорость света. Толщина подложки аксикона равна  $8\lambda$ . Показатель преломления аксикона и подложки, в которой выполнен бинарный рельеф вида (2),  $n = 1,46$ . В этом случае высота микрорельефа составляет:

$$h = \frac{\pi}{k(n-1)} \approx 1,087\lambda. \tag{3}$$

В качестве падающего пучка была выбрана ограниченная плоская волна и гауссовый пучок с линейной  $y$ -поляризацией. Источник находится на расстоянии  $2\lambda$  перед рельефом аксикона, внутри подложки.

Сравнение амплитуды двух пучков непосредственно перед плоскостью рельефа аксикона в различных сечениях (вдоль оси  $x$  и  $y$ ) показано на рис. 2. Видно, что ограниченная плоская волна при распространении теряет радиальную симметрию из-за линейной поляризации пучка.

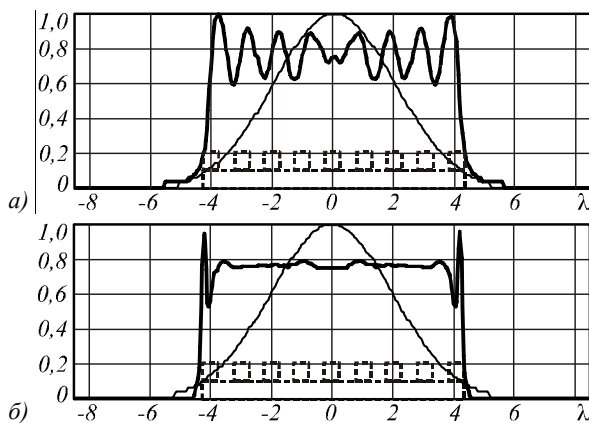


Рис. 2. Сравнение гауссова пучка и плоской волны: плоскость  $x$  (а), плоскость  $y$  (б), пунктиром схематично показан аксикон

Результаты моделирования дифракции при отсутствии и наличии в пучках фазового скачка (перпендикулярно плоскости поляризации) приведены в табл. 1–2. В случае гауссова пучка это соответствует использованию вместо фундаментальной лазерной моды пучка Гаусса–Эрмита (1, 0).

Как следует из табл. 1–2, линейная поляризация пучков сказывается и на асимметрии картины дифракции – происходит уширение фокального распределения вдоль оси поляризации. Это связано с наличием мощной продольной компоненты электрического поля, возникающей в фокальной области при использовании фокусирующих систем с высокой числовой апертурой. При этом интенсивность данной компоненты на оптической оси равна нулю, а основная энергия распределена в виде боковых лепестков вдоль оси поляризации.

Перераспределение энергии (концентрацию продольной компоненты на оптической оси) можно осуществить либо за счёт изменения поляризации пучка, либо за счёт изменения фазы [7–9].

Как видно из результатов, приведённых в табл. 1, использование моды Гаусса–Эрмита (1, 0) позволяет увеличить вклад продольной компоненты электромагнитного поля в фокусе, однако получить в общей интенсивности пятно меньше дифракционного предела не удаётся (из-за мощных боковых лепестков поперечной компоненты).

Преодоление дифракционного предела в общей интенсивности получено при освещении гауссовым пучком в направлении, перпендикулярном поляризации ( $FWHM(-) = 0,44\lambda$ ), при освещении же модой Гаусса–Эрмита (1, 0) такая возможность наблюдается только в продольной компоненте вдоль оси поляризации ( $FWHM_x(\uparrow) = 0,43\lambda$ ).

Для ограниченной плоской волны получились аналогичные результаты (см. табл. 2):  $FWHM(-) = 0,42\lambda$  и  $FWHM_x(\uparrow) = 0,422\lambda$  соответственно.

Таким образом, не наблюдается какого-либо явно выраженного преимущества одного типа пучков над другими. Выделение продольной компоненты в данном случае не дало значительного уменьшения размера пятна, тем не менее, максимизация продольной компоненты таким простым способом может быть использована при оптическом манипулировании для ориентации молекул.

### 2. Исследование влияния расстояния от источника до рельефа элемента

В отличие от ограниченной плоской волны гауссовы пучки при распространении в однородной среде меняют только масштаб. Поэтому, располагая источник непосредственно перед рельефом элемента и меняя размер пучка, можно таким образом варьировать расстояние от источника до оптического элемента.

Исследования проводились для моды Гаусса–Эрмита (1, 0). На рис. 3 показана дифракция в плоскости  $xz$  для различных размеров перетяжки  $\sigma$ .

Хорошо заметно, что увеличение радиуса пучка приводит к удлинению фокальной области вдоль оси распространения, однако в поперечном размере принципиального улучшения не происходит (поперечные изображения в плоскости максимальной интенсивности аналогичны приведённым в табл. 1).

Нужно отметить на рис. 3 появление слева от рельефа аксикона компактного светового пятна, сформированного внутри подложки за счёт отражённого от рельефа излучения.

### 3. Исследование влияния материала оптического элемента

В настоящее время достигнутые пределы значений показателя преломления промышленных оптических стёкол составляют примерно 1,43–2,17. Нами было выбрано  $n = 2,0$ . В этом случае высота микрорельефа из формулы (3):  $h = 0,5\lambda$ .

Исследования проводились для мод Гаусса–Эрмита (0, 0) и (1, 0) при размере перетяжки  $\sigma = \sqrt{1,5}$  и для моды Гаусса–Эрмита (1, 0) при  $\sigma = 2$ . Результаты исследований приведены в табл. 3.

Таблица 1. Дифракция гауссовых пучков

	Мода Гаусса-Эрмита (0, 0)	Мода Гаусса-Эрмита (1, 0)
Входной пучок $[17\lambda \times 17\lambda]$		
Распространение в плоскости $[8\lambda \times 12\lambda]$	$x \nabla z$ $y \nabla z$	$x \nabla z$ $y \nabla z$
Осевое распределение		
Распределение в плоскости максимальной интенсивности $[11,37\lambda \times 11,37\lambda]$	$y \nabla x$ $ E_x ^2 +  E_y ^2 +  E_z ^2$ $ E_z ^2$ FWHM(-) = 0,44λ	$ E_x ^2 +  E_y ^2 +  E_z ^2$ $ E_z ^2$ FWHM_z( ) = 0,43λ
	тонкая линия – общая интенсивность, толстая линия – компонента z	

Таблица 2. Дифракция плоской ограниченной волны

	Плоская волна		Плоская волна со скачком	
Входной пучок [17λ × 17λ]				
Распространение в плоскости [8λ × 12λ]	 $x\sqrt{z}$	 $y\sqrt{z}$		
Распределение в плоскости максимальной интенсивности [11,37 × 11,37λ]	$ E_x ^2 +  E_y ^2 +  E_z ^2$  FWHM(-) = 0,42λ	$ E_z ^2$ 	$ E_x ^2 +  E_y ^2 +  E_z ^2$ 	$ E_z ^2$  FWHM <sub>z</sub> ( ) = 0,422λ

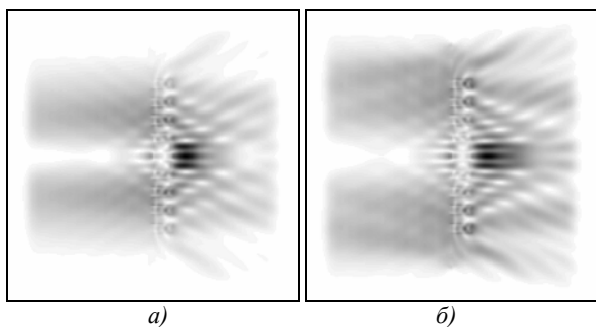


Рис. 3. Распространение вдоль оси для источника рядом с рельефом аксикона [17λ × 16λ] : σ = √1,5 (а), σ = 2 (б)

Отметим, что увеличение показателя преломления привело к увеличению продольной компоненты по отношению к поперечным и позволило сформировать отдельное компактное световое пятно.

Наилучший результат был получен для моды Гаусса–Эрмита (1,0) с перетяжкой σ = √1,5 (см. табл. 3). Следует также отметить, что после увеличения радиуса пучка фокальное пятно практически сохранило свою форму и размер, т.е. влияние уширения пучка несущественно.

Оценим также эффективность фокусировки по формуле:

$$\varepsilon = I_{\max} \cdot FWHM_x \cdot FWHM_y / E_0, \tag{4}$$

где I<sub>max</sub> – максимальная интенсивность в фокальном пятне, E<sub>0</sub> – полная энергия в фокальной плоскости.

В табл. 4 приведены сводные значения поперечного размера фокального пятна по полуспаду интенсивности (FWHM) и эффективность фокусировки (4). Для рассматриваемой числовой апертуры (NA = 0,95) предел составляет 0,5368λ для линзы и 0,3789λ для аксикона соответственно.

При оценивании влияния различных параметров также учитывалось расстояние от элемента до максимума интенсивности на оптической оси. В частности, для моды Гаусса–Эрмита (0,0) данное расстояние составляет 0,012λ при n = 1,46 и 0,54λ при n = 2, что говорит о значительном перераспределении в фокальной области. Также отметим уширение пучка по обоим направлениям, в особенности вдоль оси поляризации: от FWHM = 0,86λ до FWHM = 0,967λ. Таким образом, увеличение показателя преломления материала элемента привело к усилению продольной компоненты и одновременно к росту боковых лепестков.

Как видно из табл. 4, уменьшение толщины подложки приводит только к увеличению расстояния, на котором формируется пик интенсивности, на размеры и форму пятна оно не влияет.

Таблица 3. Дифракция гауссовых пучков при показателе преломления аксикона  $n=2$

Вид пучка	Входной пучок [17λ × 17λ] $y \nabla x$	Распространение в плоскости $yz$ [17λ × 16λ]	Распределение в плоскости максимальной интенсивности (общая) [11,37λ × 11,37λ]
Мода Гаусса–Эрмита (0, 0), $\sigma = \sqrt{1,5}$			 FWHM(-) = 0,46λ FWHM( ) = 0,97λ
Мода Гаусса–Эрмита (1, 0), $\sigma = \sqrt{1,5}$			 FWHM(-) = 0,71λ FWHM( ) = 0,54λ
Мода Гаусса–Эрмита (1, 0), $\sigma = 2$			 FWHM(-) = 0,70λ FWHM( ) = 0,58λ

Заметим, что усиление продольной компоненты не всегда приводит к уменьшению размеров фокального пятна. Если же эта цель достигается, то эффективность фокусировки падает именно в связи с уменьшением площади центрального пика. Увеличить эффективность в этом случае можно за счёт увеличения показателя преломления и площади освещения фокусирующего элемента.

**Заключение**

В работе проведено моделирование дифракции линейно-поляризованного излучения на бинарном дифракционном аксиконе с высокой числовой апертурой методом FDTD.

Выполнено исследование влияния различных параметров пучков, падающих на оптический элемент, а также параметров аксикона с целью максимизации продольной компоненты электрического поля на оптической оси.

Для обычных пучков наличие продольной компоненты в фокальной области, возникающей при высоких числовых апертурах фокусирующих устройств, приводит к уширению фокального пятна

вдоль оси поляризации – за счёт боковых лепестков, связанных с продольной компонентой.

Внесение фазового скачка в падающий пучок позволяет перераспределять энергию продольной компоненты, усиливая её интенсивность на оптической оси. Максимизация продольной компоненты таким простым способом может быть использована при оптическом манипулировании для ориентации молекул. Также при определённых условиях можно добиться формирования более компактного фокального пятна.

Преодоление дифракционного предела по сравнению с линзой было показано для различных типов пучков вдоль определённого направления.

Увеличение показателя преломления материала оптического элемента приводит к усилению продольной компоненты, а следовательно, к ухудшению ситуации для обычных пучков в связи с ростом боковых лепестков и улучшению ситуации для пучков с внесённым фазовым скачком.

Наилучший результат по формированию компактного фокального пятна, состоящего в основном из продольной компоненты, был получен для моды Гаусса–Эрмита (1, 0) с показателем преломления ак-

сикона  $n=2$ . Размер пучка, падающего на аксикон, не существенно сказывается на поперечных разме-

рах фокального распределения и может влиять только на протяжённость вдоль оптической оси.

Таблица 4. Параметры фокусировки рассматриваемых пучков

Вид пучка		Расстояние от элемента, $\lambda$	$FWHM_y, \lambda$	$FWHM_x, \lambda$	$\varepsilon$
Мода Г-Э (0, 0)	Общая интенсивность	0,012	$FWHM_{all}^y = 0,86\lambda$	$FWHM_{all}^x = 0,44\lambda$	0,113
	Компонента Z		–	$FWHM_z^x = 0,57\lambda$	–
Мода Г-Э (1, 0)	Общая интенсивность	0,688	$FWHM_{all}^y = 1,49\lambda$	$FWHM_{all}^x = 0,76\lambda$	0,066
	Компонента Z		$FWHM_z^y = 0,43\lambda$	$FWHM_z^x = 0,73\lambda$	27,7%
Плоская волна	Общая интенсивность	0,030	$FWHM_{all}^y = 0,9\lambda$	$FWHM_{all}^x = 0,42\lambda$	0,348
	Компонента Z		–	$FWHM_z^x = 0,57\lambda$	–
Плоская волна со скачком	Общая интенсивность	0,894	$FWHM_{all}^y = 1,48\lambda$	$FWHM_{all}^x = 0,72\lambda$	0,338
	Компонента Z		$FWHM_z^y = 0,422\lambda$	$FWHM_z^x = 0,7\lambda$	27,7%
Мода Г-Э (1, 0), $n=2$ , $\sigma = \sqrt{1,5}$	Общая интенсивность	0,692	$FWHM_{all}^y = 0,545\lambda$	$FWHM_{all}^x = 0,708\lambda$	0,050
	Компонента Z		$FWHM_z^y = 0,416\lambda$	$FWHM_z^x = 0,688\lambda$	74,2%
Мода Г-Э (1, 0), $n=2$ , $\sigma = 2$	Общая интенсивность	0,918	$FWHM_{all}^y = 0,579\lambda$	$FWHM_{all}^x = 0,699\lambda$	0,252
	Компонента Z		$FWHM_z^y = 0,422\lambda$	$FWHM_z^x = 0,687\lambda$	71,6%
Мода Г-Э (0, 0), $n=2$ , $\sigma = \sqrt{1,5}$	Общая интенсивность	0,542	$FWHM_{all}^y = 0,967\lambda$	$FWHM_{all}^x = 0,463\lambda$	0,073
	Компонента Z		–	$FWHM_z^x = 0,647\lambda$	–
Мода Г-Э (1, 0), $n=1,46$ , источник рядом с подложкой, $\sigma = \sqrt{1,5}$	Общая интенсивность	0,753	$FWHM_{all}^y = 1,488\lambda$	$FWHM_{all}^x = 0,759\lambda$	0,111
	Компонента Z		$FWHM_z^y = 0,430\lambda$	$FWHM_z^x = 0,731\lambda$	10,0%
Мода Г-Э (1, 0), $n=1,46$ , источник рядом с подложкой, $\sigma = 2$	Общая интенсивность	0,903	$FWHM_{all}^y = 1,475\lambda$	$FWHM_{all}^x = 0,742\lambda$	0,617
	Компонента Z		$FWHM_z^y = 0,423\lambda$	$FWHM_z^x = 0,716\lambda$	76,9%

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-07-00109-а, 10-07-00438-а, гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-4128.2012.9, а также ФЦП «Кадрь» Минобрнауки (соглашение № 8231).

**Литература**

1. Kalosha, V.P. Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha, I. Golub // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – P. 3540-3542.
2. Котляр, В.В. Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксиконов / В.В. Котляр, С.С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 1. – С. 52-60.
3. Kotlyar, V.V. Sharp focus area of radially-polarized gaussian beam propagation through an axicon / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeyev // Progress in Electromagnetics Research C. – 2008. – V. 5. – P. 35-43.
4. Khonina, S.N. Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov // Opt. Lett. – 2012. – V. 37, N 12. – P. 2385-2387.

5. Grosjean, T. Photopolymers as vectorial sensors of the electric field / T. Grosjean, D. Courjon // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14, N 6. – P. 2203-2210.
6. Xie, X.S. Probing single molecule dynamics / X.S. Xie and R.C. Dunn // Science. – 1994. – V. 265. – P. 361-364
7. Хонина, С.Н. Алгоритмы быстрого расчёта дифракции радиально-вихревых лазерных полей на микроапертуре / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Вологовский, М.А. Анашкин // Известия Самарского научного центра РАН. – 2010. – № 12(3). – С. 15-25.
8. Khonina, S.N. Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // J. Opt. Soc. Am. A. – 2010. – Vol. 27, N 10. – P. 2188-2197.
9. Khonina, S.N. Optimization of focusing of linearly polarized light / S.N. Khonina, I. Golub // Opt. Lett. – 2011. – V. 36, N 3. – P. 352-354.
10. Хонина, С.Н. Расчёт дифракции линейно-поляризованного ограниченного пучка с постоянной интенсивностью на высокоапертурных бинарных микроаксиконов в ближней зоне / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Вологовский, А.А. Ковалёв // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 443-460.
11. Савельев, Д.А. Сравнение моделирования дифракции линейно-поляризованного гауссова пучка на бинарном аксиконе с высокой числовой апертурой интегральным и разностным методами / Д.А. Савельев // Известия

- тия Самарского научного центра РАН. – 2012. – Т. 14, № 4. – С. 38-46.
12. **Хонина, С.Н.** Дифракция на бинарных микроаксиконах в ближней зоне / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев, П.Г. Серафимович, И.А. Пустовой // Оптический журнал. – 2012. (принято в печать).
  13. **Oskooi, A.F.** Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method / A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson // Computer Physics Communications. – 2010. – Vol. 181. – P. 687-702.
- References**
1. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha, I. Golub // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – P. 3540-3542.
  2. **Kotlyar, V.V.** Simulation of sharp-focusing radially polarized laser mode with a conical and binary micro-axicons / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // Computer Optics. – 2009. – V. 33, N 1. – P. 52-60. – (In Russian).
  3. **Kotlyar, V.V.** Sharp focus area of radially-polarized gaussian beam propagation through an axicon / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeev // Progress in Electromagnetics Research C. – 2008. – V. 5. – P. 35-43.
  4. **Khonina, S.N.** Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov // Opt. Lett. – 2012. – V. 37, N 12. – P. 2385-2387.
  5. **Grosjean, T.** Photopolymers as vectorial sensors of the electric field / T. Grosjean, D. Courjon // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14, N 6. – P. 2203-2210.
  6. **Xie, X.S.** Probing single molecule dynamics / X.S. Xie and R.C. Dunn // Science. – 1994. – V. 265. – P. 361-364.
  7. **Khonina, S.N.** Algorithms for fast calculation of diffraction radial vortex laser fields on the micro-aperture / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskii, M.A. Ananin // Proceedings of Samara Scientific Center of RAS. – 2010. – N 12(3). – P. 15-25. – (In Russian).
  8. **Khonina, S.N.** Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures / S.N. Khonina, S.G. Volotovskii // J. Opt. Soc. Am. A. – 2010. – Vol. 27, N 10. – P. 2188-2197.
  9. **Khonina, S.N.** Optimization of focusing of linearly polarized light / S.N. Khonina, I. Golub // Opt. Lett. – 2011. – V. 36, N 3. – P. 352-354.
  10. **Khonina, S.N.** Calculation of diffraction of the linearly-polarized limited beam with uniform intensity on high-aperture binary micro-axicons in a near zone / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskii, A.A. Kovalev // Computer Optics. – 2010. – V. 34, N 4. – P. 443-460. – (In Russian).
  11. **Savelyev, D.A.** Comparison of simulation diffraction linearly polarized Gaussian beam by a binary axicon with a high numeric aperture integral and difference method / D.A. Savelyev // Proceedings of Samara Scientific Center of RAS. – 2012. – V. 14, N 4. – P. 38-46. – (In Russian)
  12. **Khonina, S.N.** Diffraction on binary micro-axicons in a near zone / S.N. Khonina, D.A. Savelyev, P.G. Serafimovich, I.A. Pustovoy // Journal of Optical Technology. – 2012. – (Accepted for publication).
  13. **Oskooi, A.F.** Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method / A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson // Computer Physics Communications. – 2010. – Vol. 181. – P. 687-702.

## MAXIMISING THE LONGITUDINAL ELECTRIC COMPONENT AT DIFFRACTION ON A BINARY AXICON LINEARLY POLARIZED RADIATION

D.A. Savelyev, S.N. Khonina

Image Processing Systems Institute of the RAS,

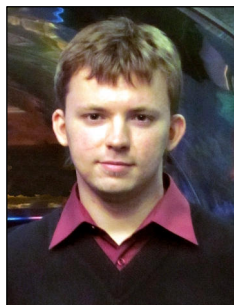
S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University)

### Abstract

The simulation of the diffraction of linearly polarized light at a binary diffractive axicon with a high numerical aperture using FDTD is conducted. We solve the problem of maximizing the longitudinal component of the electric field at different parameters of the beam incident on the optical element and the parameters of the axicon. Showed the possibility of increasing the longitudinal electric component of the linearly polarized field at the output of the axicon by contributing to the incident beam of the phase jump is perpendicular to the plane of the polarization and the increase of the refractive index of the axicon.

**Key words:** Gaussian modes, bounded plane wave, diffractive axicon, FDTD, MEEP, linear polarization, phase jump.

### Сведения об авторах



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

E-mail: [dmitrey.savelyev@yandex.ru](mailto:dmitrey.savelyev@yandex.ru).

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

Сведения об авторе Хонина Светлана Николаевна – см. стр. 478 этого номера.

Поступила в редакцию 28 сентября 2012 г.