УДК 535.42

## ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОЭЛЕМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНЫХ КОМПЬЮТЕРНЫХ СИСТЕМ

#### С. Н. Хонина, Д. А. Савельев \*

Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара, Россия

Проведён численный анализ дифракции лазерных пучков на двухзонной бинарной микролинзе для различных фокусных расстояний. Определены характеристики и особенности дифракции на рассматриваемом элементе гауссова пучка и моды Гаусса—Лагерра (0,1) с линейной и круговой поляризацией.

## введение

Многие устройства микрооптики и связанных с ней технологических процессов основаны на использовании острой фокусировки лазерного света: оптические микроскопы, оптические диски памяти, литография, оптический захват и микроманипулирование.

Недавние исследования показали, что размер фокального пятна при радиальной поляризации лазерного излучения можно уменьшить за счёт усиления продольной компоненты электрического поля [1–4]. Однако большинство современных лазеров излучают линейно поляризованный свет, который достаточно легко преобразовать в излучение с круговой поляризацией. Генерация радиальной поляризации в свою очередь требует довольно сложных или дорогостоящих устройств. Таким образом, задача усиления продольной компоненты электрического поля в случае линейной поляризации фокусируемого излучения является актуальной [5–7].

В статье [2] рассматривается дифракция на субволновом отверстии и фокусировка с помощью решётки. В работах [3, 4, 6] для острой фокусировки лазерного излучения в ближней зоне дифракции используются бинарные аксиконы с высокой числовой апертурой, в работе [4] также рассмотрена зонная пластинка, представляющая собой бинарный аналог микролинзы.

Заметим, что структура периферийной части зонной пластинки с коротким фокусом приближается к виду аксикона, т. е. кольца становятся равной ширины. Фактически, отличие аксикона с высокой числовой апертурой и зонной пластинкой с коротким фокусом определяется только центральной частью.

Таким образом, размер центральной части микроэлемента очень важен при фокусировке в ближней зоне.

Внесение в освещающий пучок линейной и вихревой фазовых сингулярностей может быть использовано для перераспределения энергии между компонентами электромагнитного поля [5– 8].

В данной работе рассматривается формирование продольной компоненты электрического поля на оптической оси при использовании только двух центральных зон бинарной линзы. Действие рассматриваемого двухзонного цилиндрического микроэлемента исследуется численно с использованием электромагнитной теории дифракции. Численные расчёты выполнены для объёмного цилиндрического элемента на основе метода конечных разностей во временной области, реализованного в программном продукте «Меер» [9].

<sup>\*</sup> dmitrey.savelyev@yandex.ru





Рис. 1. Распределение плотности энергии электрического поля в моде Гаусса—Лагерра (0,1) при  $\sigma = 3.5\lambda$  (a) и в фундаментальной гауссовой моде при  $\sigma = 14.56\lambda$  (b), сечение рассматриваемого оптического микроэлемента с расчётными размерами (b). Здесь и далее плотность энергии представлена оттенками серого, чёрный цвет соответствует нулевому значению, белый — максимальному

Рассматриваемый оптический микроэлемент оптимизирован путём изменения его размеров, а также падающего лазерного излучения.

## 1. ИЗМЕНЕНИЕ РАДИУСА ДВУХЗОННОЙ БИНАРНОЙ МИКРОЛИНЗЫ

Моделирование дифракции проводилось с помощью программного пакета «Меер». Расчёты проводились на мощном вычислительном кластере.

При моделировании использовались следующие параметры: длина волны излучения  $\lambda = 0,532$  мкм, размеры расчётной области по декартовым координатам  $x \in [-10\lambda; 10\lambda]$ ,

 $y \in [-10\lambda; 10\lambda], z \in [-10\lambda; 10\lambda]$ , толщина идеально согласованного поглощающего слоя (PML), со всех сторон окружающего расчётную область,  $\delta = 1,5\lambda$ , шаг дискретизации по пространству  $h_x = \lambda/40$ , шаг дискретизации по времени  $h_t = \lambda/(80c)$ , где c — скорость света. Лазерный источник излучения находится на расстоянии  $0,1\lambda$  перед рельефом аксикона, внутри подложки, которая занимает всё пространство до поглощающего слоя со стороны, противоположной к рельефу. Показатель преломления n аксикона и подложки, в которой реализован бинарный рельеф, равен 1,5. В этом случае высота микрорельефа составляет

$$h = \frac{\lambda}{2(n-1)} = \lambda. \tag{1}$$

Таким образом, рельеф элемента заканчивается на расстоянии  $1,1\lambda$  от источника.

В данной работе рассмотрены два типа лазерных пучков, которые могут быть сформированы в лазерных резонаторах и сохраняют свою структуру при распространении в свободном пространстве. Первый пучок представляет собой фундаментальную гауссову моду, плотность энергии которой описывается выражением

$$I_{\rm GS}(x,y,z) = \frac{\sigma_0}{\sigma(z)} \exp[ikz - i\eta(z)] \exp\left[\frac{i\pi \left(x^2 + y^2\right)}{\lambda R(z)}\right] \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\sigma^2(z)}\right],\tag{2}$$

где  $\eta(z) = \arctan(z/z_0), R(z) = z (1+z_0^2/z^2), \sigma(z) = \sigma_0 \sqrt{1+z^2/z_0^2}$  — радиус пучка, z — продольная, x, y — поперечные декартовы координаты, k — волновое число света,  $z_0$  и  $\sigma_0$  — параметры.

Второй пучок является модой Гаусса—Лагерра (0,1):

$$I_{GL_{01}}(r,\varphi,z) = \frac{\sqrt{2r}}{\sigma(z)} \exp[ikz - i\,2\eta(z)] \exp\left[\frac{i\pi r^2}{\lambda R(z)}\right] \exp\left[-\frac{r^2}{\sigma^2(z)}\right] \exp(i\varphi),\tag{3}$$

где  $r^2 = x^2 + y^2$ ,  $\varphi = \operatorname{arctg}(y/x)$ ,  $\sigma^2(z) = \sigma_0^2 (1 + z^2/z_0^2) -$ эффективный радиус пучка,  $z_0 = \pi \sigma_0^2 / \lambda -$ конфокальный параметр.

На рис. 1 показано распределение плотности энергии в рассматриваемых пучках, а также схема оптического микроэлемента. При использовании в качестве освещающего пучка фундаментальной гауссовой моды с большим радиусом ( $\sigma = 14,56\lambda$ ) плотность энергии на периферии пучка несколько искажается в связи с неполным поглощением энергии в идеально согласованном слое. Для полного поглощения нужно существенно увеличить слой, что значительно увеличит ресурсы для решения задачи. Учитывая незначительность искажений пучка, мы сочли нецелесообразным вносить такие изменения.

Рассматривались три значения внутреннего радиуса  $r_1$  оптического микроэлемента. Радиус второй зоны определялся по формуле для зонной пластины  $r_2^2 = 2r_1^2 + \lambda^2/2$ , радиус R элемента был зафиксирован равным  $10\lambda$ .

На рис. 2 и 3 приведены распределения общей плотности энергии и плотности энергии продольной компоненты электрического поля в продольном сечении рассматриваемых пучков при линейной *y*-поляризации.

Для гауссова пучка в случае  $r_1 = \lambda$  фокус формируется вне оптического элемента (для остальных случаев — внутри, близко к границе элемента). Плотность энергии продольной компоненты достигает максимума на цилиндрической поверхности с осью, совпадающей с оптической осью системы. На оптической оси системы плотность энергии равна нулю. При  $r_1 = 0.25\lambda$  цилиндрическая поверхность находится внутри элемента (для остальных случаев — в непосредственной близости от поверхности элемента, на расстоянии  $0.03\lambda$ ).



Рис. 2. Дифракция гауссова пучка с линейной поляризацией (плоскость yz, размер области  $23\lambda \times 23\lambda$ ). Показаны общая плотность энергии электрического поля при  $r_1 = 0.25\lambda$ ,  $r_2 = 0.79\lambda$  (a),  $r_1 = 0.5\lambda$ ,  $r_2 = \lambda$  (b),  $r_1 = \lambda$ ,  $r_2 = 1.58\lambda$  (c) и плотность энергии продольной компоненты электрического поля при  $r_1 = 0.25\lambda$ ,  $r_2 = 0.79\lambda$  (c),  $r_1 = 0.5\lambda$ ,  $r_2 = \lambda$  (d),  $r_1 = \lambda$ ,  $r_2 = 1.58\lambda$  (e)



Рис. 3. Дифракция моды Гаусса—Лагерра (0,1) при линейной поляризации излучения (плоскость yz, размер области  $23\lambda \times 23\lambda$ ). Показаны общая плотность энергии электрического поля при  $r_1 = 0.25\lambda$ ,  $r_2 = 0.79\lambda$  (a),  $r_1 = 0.5\lambda$ ,  $r_2 = \lambda$  (b),  $r_1 = \lambda$ ,  $r_2 = 1.58\lambda$  (b) и плотность энергии продольной компоненты электрического поля при  $r_1 = 0.25\lambda$ ,  $r_2 = 0.79\lambda$  (c),  $r_1 = 0.5\lambda$ ,  $r_2 = \lambda$  (d),  $r_1 = \lambda$ ,  $r_2 = 1.58\lambda$  (e)

С. Н. Хонина, Д. А. Савельев



Рис. 4. Поперечное распределение плотности энергии электрического поля в моде Гаусса—Лагерра (0,1) при  $\sigma = 3.5\lambda$   $(a), \sigma = 5\lambda$   $(b), \sigma = 14.56\lambda$  (c)



Рис. 5. Дифракция пучка с поперечной структурой в виде моды Гаусса-Лагерра (0, 1) при линейной поляризации излучения (плоскость yz, размер области  $23\lambda \times 23\lambda$ ); радиусы зон  $r_1 = 5\lambda$ ,  $r_2 = 7,11\lambda$ . Показаны общая плотность энергии электрического поля при радиусах пучка  $\sigma = 3,5\lambda$  (*a*),  $\sigma = 5\lambda$  (*b*),  $\sigma = 14,56\lambda$  (*b*) и плотность энергии продольной компоненты электрического поля при  $\sigma = 3,5\lambda$  (*b*),  $\sigma = 5\lambda$  (*b*),

Для моды Гаусса—Лагерра (0, 1) ситуация меняется. В этом случае энергия продольной компоненты сосредоточена на оптической оси и формирует осевой протяжённый фокус. Наиболее протяжённый отрезок был получен при внутреннем радиусе зонной пластины  $r_1 = \lambda$ . Однако максимум продольной компоненты формировался на одном расстоянии для всех рассматриваемых случаев — в непосредственной близости от поверхности элемента (на расстоянии порядка 0,034 $\lambda$ ). Минимальный поперечный размер протяжённого фокуса, формируемого продольной компонентой, был также получен при  $r_1 = \lambda$ . В этом случае диаметр протяжённого фокуса на уровне половины от максимальной плотности энергии (full width at half maximum, FWHM) равен FWHM = 0,336 $\lambda$ .



Рис. 6. Дифракция пучка с поперечной структурой в виде моды Гаусса—Лагерра (0, 1) при круговой поляризации излучения (плоскость yz, размер области  $23\lambda \times 23\lambda$ ); радиусы зон  $r_1 = 5\lambda$ ,  $r_2 = 7,11\lambda$ . Показаны общая плотность энергии электрического поля при радиусах пучка  $\sigma = 3,5\lambda$  (*a*),  $\sigma = 5\lambda$  (*b*),  $\sigma = 14,56\lambda$  (*b*) и плотность энергии продольной компоненты электрического поля при  $\sigma = 3,5\lambda$  (*b*),  $\sigma = 5\lambda$  (*b*),

## 2. ИЗМЕНЕНИЕ РАДИУСА ПАДАЮЩЕГО ПУЧКА

Как показывают результаты, приведённые в предыдущем разделе, рост внутреннего радиуса зонной пластины приводит к удлинению протяжённого фокуса, соответствующего плотности энергии продольной компоненты электрического поля.

Зафиксируем размер оптического микроэлемента, значительно увеличив размер центральной зоны:  $r_1 = 5\lambda$ ,  $r_2 = 7,11\lambda$ . Рассмотрим моду Гаусса—Лагерра (0,1) с различными радиусами (см. рис. 4). Результаты численного моделирования при линейной и круговой поляризации приведены на рис. 5, 6.

При анализе рис. 5 и 6 следует отметить, что увеличение радиуса пучка приводит к перераспределению энергии в дифракционной картине: плотность энергии продольной компоненты на оптической оси усиливается и начинает осциллировать (см. распределение при  $\sigma = 14,56\lambda$ ).

Рассмотрим покомпонентное распределение электромагнитного поля в поперечных сечениях, соответствующих точкам экстремума плотности энергии на оптической оси. Сравнение будем проводить для моды Гаусса—Лагерра с радиусом  $\sigma = 14,56\lambda$ . Распределение плотности энергии вдоль оптической оси показано на рис. 7.

В работе [10] было показано, что при использовании высокоапертурного аксикона в точках экстремума плотности энергии на оптической оси (локальных минимумах или максимумах) при допустимом уменьшении потока энергии в пучке можно получить более узкое фокальное пятно. Из рис. 7 видно, что максимальная плотность энергии достигается во втором после аксикона максимуме. Проанализируем первый максимум и минимум после аксикона, глобальный максимум и первый минимум после него (на рис. 8 и 9 последний обозначен как локальный минимум,



Рис. 7. Распределение общей плотности энергии электрического поля (пунктирная линия) и плотность энергии продольной компоненты электрического поля (сплошная линия) вдоль оптической оси для линейной (*a*) и круговой (*б*) поляризаций



Рис. 8. Поперечное распределение плотности энергии электрического поля (первый столбец — общая плотность энергии, второй и третий — плотность энергии поперечных компонент  $E_x$  и  $E_y$  соответственно, четвёртый — плотность энергии продольной компоненты) при освещении пучком с поперечной структурой в виде моды Гаусса—Лагерра ( $\sigma = 14,56\lambda$ ) с линейной *y*-поляризацией в точках экстремума на оптической оси: первый максимум (*a*), первый минимум (*b*), глобальный максимум (*b*) и локальный минимум (*b*)



Рис. 9. Поперечное распределение плотности энергии электрического поля (первый столбец — общая плотность энергии, второй и третий — плотность энергии поперечных компонент  $E_x$  и  $E_y$ соответственно, четвёртый — плотность энергии продольной компоненты) при освещении пучком с поперечной структурой в виде моды Гаусса—Лагерра ( $\sigma = 14,56\lambda$ ) с круговой поляризацией в точках экстремума на оптической оси: первый максимум (*a*), первый минимум (*б*), глобальный максимум (*b*) и локальный минимум (*b*)

который находится на расстоянии  $z = 7,17\lambda$  от оптического элемента). Результат численного моделирования приведён на рис. 8 и 9.

Размеры центрального светового пятна оценивались по половинному уровню от максимума общей плотности энергии электрического поля FWHM. Для линейной поляризации FWHM<sub>max1</sub> =  $= 0,416\lambda$  (см. рис. 8d, первый столбец), FWHM<sub>max</sub> =  $0,483\lambda$  (см. рис. 8e) и FWHM<sub>L</sub> =  $0,399\lambda$  (см. рис. 8e, локальный минимум). Для круговой поляризации FWHM<sub>max1</sub> =  $0,469\lambda$  (см. рис. 9a, первый столбец), FWHM<sub>max</sub> =  $0,546\lambda$  (см. рис. 9e), FWHM<sub>L</sub> =  $0,424\lambda$  (см. рис. 9e, локальный минимум).

Таким образом, для рассматриваемых видов поляризации наименьший размер фокального пятна был получен в локальном минимуме, который находится сразу после глобального максимума плотности энергии. Уменьшение поперечного размера центрального светового пятна сопровождается ростом плотности энергии на периферии. Отметим, что в этом случае плотность

С. Н. Хонина, Д. А. Савельев

энергии на периферии составляет примерно 10% от значения в глобальном максимуме для линейной поляризации и примерно 15% для круговой поляризации. Также нужно отметить, что, хотя при круговой поляризации световое пятно получается симметричное, его размер больше, чем при линейной.

#### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе численно показано, что рассматриваемый двухзонный оптический микроэлемент можно использовать для острой фокусировки лазерного излучения. Для моды Гаусса—Лагерра (0,1) максимум продольной компоненты электрического поля находится вне элемента даже при радиусе центральной зоны меньше  $\lambda/2$ . Минимальный поперечный размер протяжённого фокуса, формируемого продольной компонентой, было получено при  $r_1 = \lambda$  и равнялось FWHM = 0,336 $\lambda$ (по половинному уровню от максимума плотности энергии).

Также показано, что возможно преодоление дифракционного предела (равного FWHM =  $0.336\lambda$ ) и в общей плотности энергии электрического поля.

При линейной поляризации освещающего пучка двухзонный микроэлемент с радиусом центральной зоны  $r_1 = 5\lambda$  для моды Гаусса—Лагерра (0,1) с радиусом  $\sigma = 14,56\lambda$  обеспечивает на расстоянии  $z = 7,17\lambda$  от элемента фокусировку в вытянутое световое пятно, минимальный поперечный размер которого равен FWHM = 0,399 $\lambda$ .

При изменении поляризации падающего излучения на круговую формируется круглое (осесимметричное) световое пятно, площадь которого по половинной плотности энергии оказывается больше, чем при линейной поляризации. Однако остальные качественные характеристики остаются прежними. В частности, минимальный поперечный размер фокального пятна также формируется в первом минимуме после глобального максимума плотности энергии (на расстоянии  $z = 7,17\lambda$  от элемента).

Уменьшение поперечного размера центрального светового пятна сопровождается ростом плотности энергии на периферии. Плотность энергии в центре при этом составляет 10÷15% от значения в глобальном максимуме.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 13–07–00266, 13–07–97004-р\_поволжье\_а и 14–07–31079-мол\_а) и Министерства образования и науки Российской Федерации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Zhan Q. // Adv. Opt. Photonics. 2009. V. 1. P. 1.
- 2. Wei P.-K., Chou H.-L., Chen Y.-C. // Opt. Lett. 2004. V. 29, No. 5. P. 433.
- 3. Kotlyar V. V., Stafeev S. S., O'Faolain L., Soifer V. A. // Opt. Lett. 2011. V. 36, No. 16. P. 3100.
- 4. Котляр В. В., Ковалёв А. А., Стафеев С. С. // Компьютерная оптика. 2012. Т. 36, № 2. С. 190.
- 5. Khonina S. N., Volotovsky S. G. // J. Opt. Soc. Am. A. 2010. V. 27, No. 10. P. 2188.
- 6. Хонина С. Н., Нестеренко Д. В., Морозов А. А. и др. // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35, № 1. С. 11.
- 7. Khonina S. N., Kazanskiy N. L., Volotovsky S. G. // J. Modern Opt. 2011. V. 58, No. 9. P. 748.
- Хонина С. Н., Савельев Д. А., Серафимович П. Г., Пустовой И. А. // Опт. журн. 2012. Т. 79, № 10. С. 22.
- 9. Oskooi A.F., Roundy D., Ibanescu M., et al. // Comp. Phys. Commun. 2010. V. 181. P. 687.
- 10. Савельев Д. А. // Изв. Самарского научного центра РАН. 2012. Т. 14, № 4. С. 38.

С. Н. Хонина, Д. А. Савельев

Поступила в редакцию 11 ноября 2013 г.; принята в печать 31 марта 2014 г.

# OPTIMIZATION OF THE OPTICAL MICROELEMENTS USING HIGH-PERFORMANCE COMPUTER SYSTEMS

#### S. N. Khonina and D. A. Savelyev

We present a numerical analysis of the laser beam diffraction by a two-band binary microlens for different focal lengths. Characteristics and features of diffraction of the Gaussian beam and the Gauss—Laguerre mode (0, 1) with linear and circular polarizations by the considered element are studied.