

## ОСТРАЯ ФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ДВУХЗОННОГО АКСИАЛЬНОГО МИКРОЭЛЕМЕНТА

Хонина С.Н., Савельев Д.А., Устинов А.В.

Институт систем обработки изображений РАН,  
Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королёва  
(национальный исследовательский университет)

### Аннотация

Аналитически и численно показано, что оптический микроэлемент, состоящий всего из двух соосных кольцевых зон, можно использовать для острой фокусировки лазерного излучения, если радиус центральной зоны порядка длины волны. Численные расчёты, выполненные в приближении тонкого элемента с использованием метода разложения по плоским волнам, показывают согласование с аналитическими оценками. Также качественное согласование показано на основе конечно-разностного временного метода с учётом трёхмерной структуры элемента. Определены характеристики и особенности дифракции на рассматриваемом элементе гауссова пучка с линейной и круговой поляризацией.

**Ключевые слова:** дифракция на круглой и кольцевой апертуре, двухзонный аксиальный элемент, острая фокусировка, разложение по плоским волнам, метод конечных разностей во временной области.

### Введение

Использование дифракционных микроэлементов в различных оптических системах обеспечивает меньший размер, вес и стоимость при огромном разнообразии выполняемых функций.

Одно из эффективных применений дифракционных микроэлементов – фокусировка лазерного излучения в ближней зоне дифракции в субволновое пятно [1–4].

В статье [1] рассматривается дифракция на субволновом отверстии и фокусировка с помощью решётки. В работах [2–4] 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 пластинки с коротким фокусом определяется только центральной частью.

Таким образом, влияние размера центральной части микроэлемента является очень важным при фокусировке в ближней зоне.

В данной работе исследуется возможность фокусировки лазерного излучения с помощью микроэлемента, состоящего всего из двух центральных зон, разность фаз в которых составляет  $\pi$  радиан.

В параксиальном случае фазовый скачок на  $\pi$  радиан был использован для формирования в фокальной плоскости флэт-топ распределения [5]. При острой фокусировке кольцевой фазовый скачок позволяет уменьшить размер фокального пятна [6].

В работах [5, 6] фазовый скачок является дополнительной аподизацией к функции пропускания фокусирующего элемента. Однако известно [7–9], что просто круглое микроотверстие в непрозрачном экране обладает фокусирующими свойствами. Использо-

вание двух соосных зон с различным набегом фазы сохраняет простоту конфигурации, но расширяет возможности фокусировки по сравнению с отверстием в экране.

Действие рассматриваемого двухзонного аксиального микроэлемента исследуется аналитически и численно с использованием электромагнитной теории дифракции.

Аналитические расчёты в приближении тонкого элемента получены на основе теории Рэлея–Зоммерфельда [10, 11].

Численные расчёты выполнены как в приближении тонкого элемента с использованием метода разложения по плоским волнам [12, 13], так и для объёмного элемента на основе конечно-разностного временного метода (FDTD), реализованного в программном продукте MEEP [14].

### 1. Анализ в приближении тонкого элемента

При дифракции плоской волны на круглом отверстии радиусом  $R$  для осевого распределения известно аналитическое выражение [15–17]:

$$F_R(0, z) = \exp(ikz) - \frac{z}{\sqrt{R^2 + z^2}} \exp\left(ik\sqrt{R^2 + z^2}\right). \quad (1)$$

Также можно получить аналитический вид для случая дифракции на оптическом элементе, состоящем из нескольких кольцевых зон [18]:

$$F_N(0, z) = \sum_{n=0}^{N-1} a_n \times \left[ \frac{\exp\left(ikz\sqrt{1+r_n^2/z^2}\right)}{\sqrt{1+r_n^2/z^2}} - \frac{\exp\left(ikz\sqrt{1+r_{n+1}^2/z^2}\right)}{\sqrt{1+r_{n+1}^2/z^2}} \right]. \quad (2)$$

Для элемента, состоящего из двух зон:  $a_0 = -1$ ,  $a_1 = 1$ , выражение (2) принимает следующий вид:

$$F_2(0, z) = \frac{2 \exp\left(ikz\sqrt{1+r_1^2/z^2}\right)}{\sqrt{1+r_1^2/z^2}} - \exp(ikz) - \frac{\exp\left(ikz\sqrt{1+R^2/z^2}\right)}{\sqrt{1+R^2/z^2}}. \tag{3}$$

Интенсивность для выражения (3) имеет вид:

$$I(0, z) = 1 + \frac{4}{1+r_1^2/z^2} + \frac{1}{1+R^2/z^2} - \frac{4}{\sqrt{1+r_1^2/z^2}} \cos\left[kz\left(\sqrt{1+r_1^2/z^2}-1\right)\right] - \frac{4}{\sqrt{1+r_1^2/z^2}\sqrt{1+R^2/z^2}} \times \cos\left[kz\left(\sqrt{1+R^2/z^2}-\sqrt{1+r_1^2/z^2}\right)\right] + \frac{2}{\sqrt{1+R^2/z^2}} \cos\left[kz\left(\sqrt{1+R^2/z^2}-1\right)\right]. \tag{4}$$

Приближённо максимум достигается, когда косинусы с отрицательными коэффициентами принимают минимально возможные значения, а косинус с положительным коэффициентом – максимально возможное:

$$\begin{aligned} \cos\left(k\sqrt{z^2+r_1^2}-kz\right) &= -1, \\ \cos\left(k\sqrt{z^2+R^2}-k\sqrt{z^2+r_1^2}\right) &= -1, \\ \cos\left(k\sqrt{z^2+R^2}-kz\right) &= 1. \end{aligned} \tag{5}$$

Из выражений (5) следуют условия на аргументы:

$$\begin{aligned} 2\left(\sqrt{z^2+r_1^2}-z\right) &= (2m_1+1)\lambda, \\ 2\left(\sqrt{z^2+R^2}-\sqrt{z^2+r_1^2}\right) &= (2m_2+1)\lambda, \\ \left(\sqrt{z^2+R^2}-z\right) &= m_3\lambda. \end{aligned} \tag{6}$$

Если условия (6) выполнены, то интенсивность в максимумах имеет следующую зависимость от расстояния:

$$I_{\max}(0, z) = \left(1 + \frac{2z}{\sqrt{z^2+r_1^2}} + \frac{z}{\sqrt{z^2+R^2}}\right)^2, \tag{7}$$

$$\frac{d\sqrt{I_{\max}(0, z)}}{dz} = \frac{2r_1^2}{(z^2+r_1^2)^{3/2}} + \frac{R^2}{(z^2+R^2)^{3/2}} > 0. \tag{8}$$

Из (8) следует, что с ростом расстояния  $z$  максимумы растут. Это не противоречит условию  $I(z \rightarrow \infty) \rightarrow 0$ , т.к. после некоторого расстояния интерференционные максимумы исчезают.

Наибольший интерференционный максимум достигается при  $m_1 = m_2 = 0, m_3 = 1$ :

$$\begin{aligned} \lambda z_1 &= r_1^2 - \lambda^2/4, \\ \lambda z_3 &= (R^2 - \lambda^2)/2. \end{aligned} \tag{9}$$

Равенство  $z_1 = z_3$  обеспечивается при

$$R^2 = 2r_1^2 + \lambda^2/2. \tag{10}$$

Для других интерференционных максимумов можно выписать аналогичное соотношение в общем виде:

$$\begin{aligned} (2m_1+1)\lambda z_1 &= r_1^2 - (2m_1+1)^2 \lambda^2/4, \\ m_3\lambda z_3 &= (R^2 - (m_3\lambda)^2)/2. \end{aligned} \tag{11}$$

Совпадение положений будет при следующем соотношении радиусов внутренней и внешней зон:

$$R^2 = 2m_3 \left[ \frac{r_1^2}{(2m_1+1)} + (2m_3 - 2m_1 - 1)\lambda^2/4 \right]. \tag{12}$$

Заметим, что полученное соотношение радиусов соответствует зонной пластинке.

Наибольший номер максимума получается из условия (с учётом  $r_1 < R$ ):

$$m_1 < \frac{r_1}{\lambda} - \frac{1}{2}, \tag{13}$$

откуда следует, что если  $r_1 < 2\lambda$ , то интерференционный максимум будет только один, а если  $r_1 < \lambda/2$ , то центральная зона не будет давать вклада в дифракционную картину.

### 2. Численный расчёт в приближении тонкого элемента

Для верификации полученных в предыдущем разделе аналитических выражений были выполнены численные расчёты осевой интенсивности плоской волны, прошедшей через оптический элемент следующего вида:

$$\tau(r) = \begin{cases} \exp(i\pi), & r \leq r_1, \\ 1, & r_1 < r \leq R, \\ 0, & r > R. \end{cases} \tag{14}$$

В расчётах использовался быстрый алгоритм, разработанный в [13]. Этот алгоритм основан на методе разложения по плоским волнам и позволяет учитывать радиальную симметрию задачи, а также коэффициенты пропускания Френеля. При моделировании использовались следующие параметры: длина волны излучения  $\lambda = 0,532$  мкм, показатель преломления оптического элемента  $n = 2$ , который соответствует среди оптических стёкол сверхтяжелому флинтну.

На рис. 1 приведены результаты моделирования при падении плоской волны с линейной  $u$ -поляризацией на элемент (14) с  $r_1 = 5\lambda$ . Для сравнения полный радиус элемента был выбран из условия соответствия максимумов (10)  $R = 7,11\lambda$  (сплошная линия на рис. 1) и несколько большим  $R = 10\lambda$  (пунктирная линия на рис. 1).

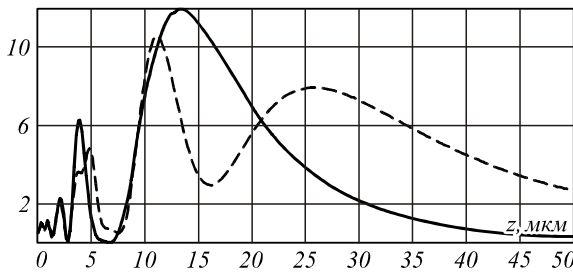


Рис. 1. Осевое распределение интенсивности при  $r_1 = 5\lambda$  для согласованного с (10) радиуса  $R = 7,11\lambda$  (сплошная линия) и большего радиуса  $R = 10\lambda$  (пунктирная линия)

Результаты численного моделирования показывают, что большее значение максимума достигается при согласовании радиусов внутренней и внешней зоны элемента (14) в соответствии с аналитическими выкладками предыдущего раздела.

В соответствии с формулой (9) расстояние, на котором должен формироваться наибольший интерференционный максимум, равно

$$z_{mx} = 24,75\lambda = 13,17 \text{ мкм.}$$

В соответствии с выражением (7) и учётом коэффициента пропускания интенсивность  $I_{mx} = 12,14$ . Данные

аналитические оценки, как видно из рис. 1, оказываются очень близки к численным результатам.

В табл. 1 приведены результаты моделирования для различных параметров элемента (14). Размер фокального пятна по уровню полуспада от максимального значения интенсивности в различных направлениях обозначен через  $S( | )$  и  $S( - )$ . Как следует из результатов моделирования, уменьшение радиуса внутренней зоны приводит к уменьшению размеров фокального пятна, которое сопровождается потерей энергии в фокусе и смещением его к плоскости элемента.

Теоретически уменьшение размеров центральной зоны имеет смысл только до  $r_1 = \lambda/2$ , когда максимум по формуле (9) формируется на границе с элементом  $z_{mx} = 0$ . Однако теоретические оценки в первом разделе были получены в скалярном случае, и они не учитывают вклад продольной компоненты электрического поля. Численные расчёты в векторной модели показывают, что эти оценки оказываются несколько заниженными в случае субволновых размеров зон, когда продольная компонента становится сравнимой с поперечными.

Таблица 1. Распределение интенсивности в приближении тонкого элемента (14) для линейной у-поляризации

| Параметры элемента (14)                  | Продольная интенсивность в плоскости YZ $y\sqrt{z}$ (размер $[4\lambda \times 10\lambda]$ ) | Интенсивность в плоскости максимума $y\sqrt{x}$ (размер $[4\lambda \times 4\lambda]$ ) | Параметры распределения  |
|--|---|--|--|
| $r_1 = 2\lambda$ ,<br>$R = 2,91\lambda$  |   |  | $z_{max} = 4,1\lambda$ ,<br>$(z_{mx} = 3,75\lambda)$ ,<br>$I_{max} = 9,2$ ,<br>$S(-) = 0,88\lambda$ ,<br>$S( ) = 0,95\lambda$    |
| $r_1 = \lambda$ ,<br>$R = 1,58\lambda$   |   |  | $z_{max} = 1,1\lambda$ ,<br>$(z_{mx} = 0,75\lambda)$ ,<br>$I_{max} = 3,5$ ,<br>$S(-) = 0,69\lambda$ ,<br>$S( ) = 0,81\lambda$    |
| $r_1 = \lambda/2$ ,<br>$R = \lambda$     |   |  | $z_{max} = 0,47\lambda$ ,<br>$(z_{mx} = 0)$ ,<br>$I_{max} = 0,48$ ,<br>$S(-) = 0,46\lambda$ ,<br>$S( ) = 0,89\lambda$            |
| $r_1 = \lambda/4$ ,<br>$R = 0,79\lambda$ |   |  | $z_{max} = 0,63\lambda$ ,<br>$(z_{mx} = -0,19\lambda)$ ,<br>$I_{max} = 0,72$ ,<br>$S(-) = 0,65\lambda$ ,<br>$S( ) = 0,89\lambda$ |

Как видно из табл. 1, даже при  $r_1 = \lambda/2$  (третья строка) максимум располагается на некотором расстоянии от элемента. Заметим, однако, что в этом случае достигается минимальный размер фокального пятна в направлении, перпендикулярном оси поляризации. В другом направлении происходит вытягивание пятна за счёт возникновения мощной продольной компоненты электрического поля [3, 13]. Таким образом, с помощью двухзонного бинарного элемента выполняется острая фокусировка лазерного излучения.

Дальнейшее уменьшение радиуса практически аннулирует вклад центральной зоны в картину дифракции. Причём в соответствии с аналитическими выводами предыдущего раздела (см. формулу (9)) фокус должен формироваться внутри оптического элемента  $z_{\text{mx}} = -0,19\lambda$ .

### 3. Численный расчёт для объёмного элемента

В случае субволновых размеров зон рельефа оптического элемента важную роль играет учёт трёхмерной структуры, поэтому в данном разделе выполнены расчёты с использованием более точной модели.

Расчёты для объёмного аксиального элемента (см. рис. 2а) выполнялись на основе конечно-разностного временного метода (FDTD), реализованного в программном продукте МЕЕР [14].

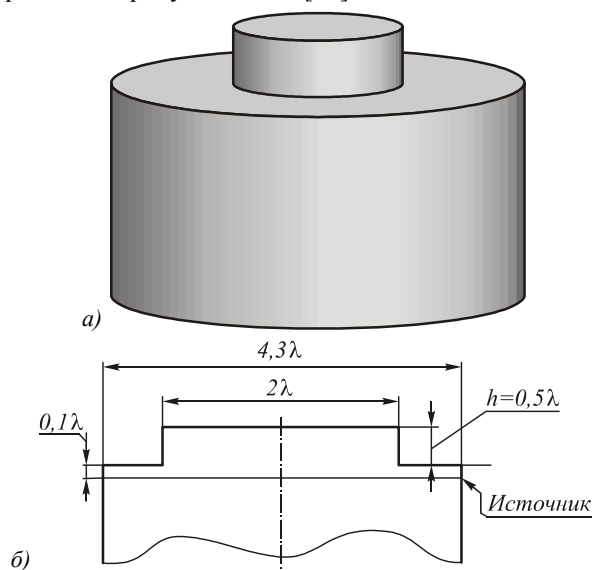


Рис. 2. Вид моделируемого микроэлемента (а) и схема для расчёта (б)

В работе [19] было проведено сравнение расчётов с использованием интегрального метода на основе разложения по плоским волнам и метода FDTD. Сравнение показало качественное совпадение результатов при количественных различиях, вызванных учётом реальных оптических характеристик, таких как толщина подложки, материал элемента, расположение и форма источника излучения.

В расчётах использовались следующие параметры моделирования: длина волны  $\lambda = 0,532$  мкм, радиус подложки  $-1,5\lambda$  и  $2,15\lambda$ . Время моделирования –

10 периодов распространения волны. Показатель преломления элемента  $n=2$ , высота рельефа, соответствующая фазовому скачку  $\pi$  радиан:

$$h = \frac{\pi}{k(n-1)} = 0,5\lambda. \quad (15)$$

Построение расчётной сетки: пространственная дискретизация составляет 100 отсчётов на один микрон, временная дискретизация – в соответствии с условием Куранта. Поглощающий слой по периметру расчётного объёма –  $1,5\lambda$ . Слои в области расчёта накладывались в соответствии с моделью бесконечной толщины подложки. Радиус центральной зоны микроэлемента варьировался в пределах от  $0,1\lambda$  до  $\lambda$ . В данном разделе внешний радиус не выбирался из условия (10), а был зафиксирован радиусом подложки, чтобы исследовать влияние на картину дифракции только одного параметра – размера центральной зоны.

В качестве источника излучения выбран гауссов пучок радиусом  $\sigma = 0,6\lambda$ . Источник излучения располагался внутри подложки на расстоянии  $0,1\lambda$  от верхней плоскости подложки (см. рис. 2б).

Рассмотрим более детально влияние размера центральной зоны при фиксированном падающем пучке и внешнем радиусе оптического элемента. В табл. 2 приведены результаты такого моделирования.

Полученные результаты качественно подтверждают моделирование, проведённое в предыдущем разделе, хотя рассматривается иной тип освещающего пучка. Качественное совпадение состоит в том факте, что с помощью двухзонного аксиального элемента можно осуществлять фокусировку падающего излучения, причём наиболее острая фокусировка (вне оптического элемента) достигается при радиусе центральной зоны  $r_1 = \lambda/2$ .

Заметим, что рассматриваемый нами простой оптический элемент обеспечивает степень фокусировки не хуже, чем дифракционный аксикон с периодом, близким к длине волны. В частности, в работе [20] было показано, что 5-зонный бинарный аксикон с числовой апертурой  $NA = 0,95$  обеспечивает фокусировку линейно-поляризованного излучения в вытянутое пятно с минимальным размером  $S(-) = 0,44\lambda$ . При этом радиус центральной зоны аксикона был существенно субволновый –  $0,26\lambda$ .

В работе [4] рассматривалась зонная пластинка с фокусом, равным длине волны (в этом случае числовая апертура имеет предельное для свободного пространства значение). Центральная зона такого элемента  $r_1 = 1,12\lambda$ , однако остальные 12 периферийных зон представляют собой кольца шириной менее  $\lambda/2$ . Минимальный размер светового пятна был  $S(-) = 0,42\lambda$ .

Двухзонный же аксиальный элемент с  $r_1 = \lambda/2$  обеспечивает минимальный размер пятна  $S(-) = 0,386\lambda$ .

Таблица 2. Дифракция гауссова пучка ( $\sigma = 0,6\lambda$ ) на объёмном элементе с различным размером центральной зоны при фиксированном внешнем радиусе  $R = 1,5\lambda$

| $r_1$         | Распространение в плоскости [ $4,9\lambda \times 3,8\lambda$ ] |              | Поперечное сечение [ $3\lambda \times 3\lambda$ ] |  |
|---------------|--|--------------|---|--|
|               | $x \nabla z$   | $y \nabla z$ | $y \nabla x$                                      |  |
| 1,0 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = 0,669\lambda$<br>$z_{\min} = 0,75\lambda$<br>$S(-) = 0,991\lambda,$<br>$S(+) = 1,065\lambda$ |
| 0,9 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = 0,655\lambda$<br>$S(-) = 0,861\lambda,$<br>$S(+) = 1,002\lambda$                             |
| 0,8 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = 0,514\lambda$<br>$S(-) = 0,76\lambda,$<br>$S(+) = 0,939\lambda$                              |
| 0,7 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = 0,401\lambda$<br>$S(-) = 0,695\lambda,$<br>$S(+) = 0,906\lambda$                             |
| 0,6 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = 0,232\lambda$<br>$S(-) = 0,57\lambda,$<br>$S(+) = 0,895\lambda$                              |
| 0,5 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = 0,021\lambda$<br>( $z_{\min} = 0$ )<br>$S(-) = 0,386\lambda,$<br>$S(+) = 0,802\lambda$       |
| 0,4 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = -0,007\lambda$<br>(внутри элемента)<br>$S(-) = 0,346\lambda,$<br>$S(+) = 0,409\lambda$       |
| 0,3 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = -0,021\lambda$<br>(внутри элемента)<br>$S(-) = 0,336\lambda,$<br>$S(+) = 0,395\lambda$       |
| 0,2 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = -0,007\lambda$<br>(внутри элемента)<br>$S(-) = 0,35\lambda,$<br>$S(+) = 0,492\lambda$        |
| 0,1 $\lambda$ |  |              |   | $z_{\max} = 0,092\lambda$<br>$S(-) = 1,048\lambda,$<br>$S(+) = 1,214\lambda$                             |

В работе [21] было показано, что можно получить ещё меньшие размеры светового пятна при использовании субволновых аксиконов ( $c \text{ NA} > 1$ ). Однако в этом случае фокусировка происходит внутри оптического элемента и компактно сосредоточенная энергия имеет место непосредственно на границе между оптическим элементом и воздухом, т.е. формируется затухающими волнами. Такие волны не распространяются далее, чем на треть длины волны. Результаты, приведённые в табл. 2, показывают аналогичный эффект.

Уменьшение радиуса центральной зоны менее критической (см. строки табл. 2, соответствующие  $r_1 = 0,4\lambda$ ,  $r_1 = 0,3\lambda$ ,  $r_1 = 0,2\lambda$ ) приводит к формированию фокуса внутри оптического элемента. А на границе между стеклом и воздухом возникают затухающие

волны. При этом размеры светового пятна сразу за границей рельефа примерно такие же, как в стекле.

Дальнейшее уменьшение размеров центральной зоны (см. последнюю строку табл. 2, соответствующую  $r_1 = 0,1\lambda$ ) аннулирует влияние этой зоны на картину дифракции. Всё это подтверждает результаты предыдущего раздела, за исключением того, что модель тонкого элемента не позволяет обнаружить фокусировку внутри объёмного элемента.

Заметим также, что оценки по формуле (9) в данном случае оказываются очень близки с расчётными, причём даже предсказывают фокусировку внутри оптического элемента.

В табл. 3 приведены результаты моделирования дифракции на двухзонном цилиндре (при радиусе центральной зоны  $0,5\lambda$ , внешней –  $1,5\lambda$ ) для различных размеров освещающего пучка.

Таблица 3. Дифракция на объёмном элементе с  $r_1 = \lambda/2$ ,  $R = 1,5\lambda$  при различных размерах освещающего пучка

| Радиус пучка           | Внешний вид пучка $[3\lambda \times 3\lambda]$ | Распространение в плоскости YZ $[4,9\lambda \times 3,8\lambda]$ | Поперечное сечение XY $[3\lambda \times 3\lambda]$ |  |
|------------------------|--|---|--|--|
| $\sigma = 0,42\lambda$ |  |   |  | $S(-) = 0,428\lambda$ ,<br>$S(+) = 0,815\lambda$ |
| $\sigma = 0,59\lambda$ |  |   |  | $S(-) = 0,385\lambda$ ,<br>$S(+) = 0,815\lambda$ |
| $\sigma = 0,73\lambda$ |  |   |  | $S(-) = 0,373\lambda$ ,<br>$S(+) = 0,821\lambda$ |
| $\sigma = 0,94\lambda$ |  |   |  | $S(-) = 0,363\lambda$ ,<br>$S(+) = 0,830\lambda$ |
| $\sigma = 1,11\lambda$ |  |   |  | $S(-) = 0,360\lambda$ ,<br>$S(+) = 0,837\lambda$ |

Как следует из приведённых в табл. 3 результатов, изменение радиуса освещающего пучка (что практически соответствует изменению внешнего радиуса микроэлемента) существенно сказывается на картине дифракции. Хотя максимальное значение интенсивности неза-

висимо от размера источника излучения формируется на одном и том же расстоянии от оптического элемента –  $z_{\text{max}} = 0,02\lambda$ , происходит перераспределение энергии во внеосевую область. При увеличении размеров освещающего пучка картина дифракции всё более напомина-

ет «гантель». Это происходит из-за усиления продольной компоненты электрического поля, которая представляет собой два внеосевых световых пятна. При этом размер фокального пятна вдоль «перетяжки» уменьшается до  $S(-) = 0,36\lambda$ .

Таким образом, увеличение размеров освещающего пучка приводит к более острой фокусировке. В случае линейной поляризации это приводит к ещё большей асимметрии фокального пятна. Так как во многих задачах требуется формирование симметричного пятна, рассмотрим также круговую поляризацию падающего излучения.

В табл. 4 приведены результаты моделирования для объёмного элемента с фиксированным внешним радиусом  $R = 2,15\lambda$  и различными размерами центральной зоны:  $r_1 = \lambda$ ,  $r_1 = 0,5\lambda$ ,  $r_1 = 0,25\lambda$ .

В табл. 4, кроме распределения суммарной интенсивности, приведено распределение интенсивности для продольной компоненты электрического поля. Видно, что её энергия сосредоточена вне оптической оси.

При линейной поляризации продольная компонента приводит к вытягиванию фокального пятна в направлении, параллельном оси поляризации. При круговой поляризации формируется симметричное фокальное пятно, одинаково уширенное во всех направлениях за счёт продольной компоненты.

Площадь фокального пятна по уровню полуспада от максимальной интенсивности (half-maximum area – НМА) при линейной поляризации оказывается меньше, чем при круговой.

Таблица 4. Моделирование дифракции гауссова пучка с радиусом  $\sigma = 0,73\lambda$  на элементе с внешним радиусом  $R = 2,15\lambda$

| Поляризация  | $r_1$          | Распространение пучка, плоскость YZ [ $5,6\lambda \times 5,17\lambda$ ] |              | Общая интенсивность, поперечное сечение, плоскость xy, [ $4,2\lambda \times 4,2\lambda$ ] |  |
|--------------|----------------|---|--------------|---|--|
|              |                | Общая интенсивность   | Компонента z | $y \nabla x$  |  |
| у-линейная   | 1,0 $\lambda$  |   |              |   | $z_{\max} = 0,788\lambda$<br>$S(-) = 0,89\lambda$ ,<br>$S(+)=0,987\lambda$ ,<br>НМА = $0,69\lambda^2$                      |
|              | 0,5 $\lambda$  |   |              |   | $z_{\max} = 0,01\lambda$<br>$S(-) = 0,355\lambda$ ,<br>$S(+)=0,773\lambda$ ,<br>НМА = $0,29\lambda^2$                      |
|              | 0,25 $\lambda$ |   |              |   | $z_{\max} = -0,02\lambda$<br>(внутри элемента)<br>$S(-) = 0,333\lambda$ ,<br>$S(+)=0,379\lambda$ ,<br>НМА = $0,1\lambda^2$ |
| Круговая «+» | 1,0 $\lambda$  |   |              |   | $z_{\max} = 0,788\lambda$<br>$S = 0,943\lambda$ ,<br>НМА = $0,7\lambda^2$  |
|              | 0,5 $\lambda$  |   |              |   | $z_{\max} = 0,01\lambda$<br>$S = 0,757\lambda$ ,<br>НМА = $0,45\lambda^2$  |
|              | 0,25 $\lambda$ |   |              |   | $z_{\max} = -0,02\lambda$<br>(внутри элемента)<br>$S = 0,346\lambda$ ,<br>НМА = $0,09\lambda^2$                            |

### Заклучение

В скалярном непараксиальном приближении получены аналитические оценки для параметров двухзонного осесимметричного оптического элемента, обеспечивающего максимальные значения интерференционных максимумов. Радиусы зон совпали с радиусами зонной пластинки.

Однако зонная пластинка с предельной для свободного пространства числовой апертурой имеет центральную зону радиусом  $r_1 = 1,12\lambda$ , а остальные зоны представляют собой кольца шириной менее  $\lambda/2$ . Уменьшение центральной зоны такого элемента соответствует уменьшению фокусного расстояния и дальнейшему уменьшению размеров периферийных зон. В таком случае через эту часть оптического элемента проходят только затухающие волны, которые не будут существенно влиять на распределение вблизи оптической оси. Таким образом, можно вовсе отказаться от рельефа в периферийной части и рассматривать влияние только одной-двух центральных зон.

Аналитически и численно показано, что оптический микроэлемент, состоящий всего из двух соосных кольцевых зон, можно использовать для острой фокусировки лазерного излучения. Причём наибольшая степень фокусировки достигается при радиусе центральной зоны  $\lambda/2$ .

Численные расчёты, выполненные в приближении тонкого элемента с использованием метода разложения по плоским волнам, показывают качественное согласование с аналитическими оценками при количественных погрешностях в положении максимального значения интенсивности.

Применение более точного метода расчёта на основе конечных разностей во временной области показывает хорошее качественное и количественное согласование с аналитическими оценками. Причём было показано, что при радиусе центральной зоны  $0,1\lambda < r_1 < 0,5\lambda$  фокус формируется внутри оптического элемента и за его границу попадает только энергия затухающих волн.

Показано, что при линейной поляризации освещающего пучка двухзонный аксиальный элемент с радиусом центральной зоны  $r_1 = \lambda/2$  обеспечивает вблизи элемента (на расстоянии  $z = 0,02\lambda$ ) фокусировку в вытянутое световое пятно, минимальный размер которого по уровню полуспада интенсивности равен  $0,386\lambda$ . Таким образом, обеспечивается результат лучше, чем при использовании бинарного высокоапертурного аксикона с центральной зоной радиусом  $0,26\lambda$ .

При круговой поляризации падающего излучения формируется круглое (осесимметричное) световое пятно, площадь которого по полуспаду интенсивности оказывается больше, чем при линейной поляризации.

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Феде-

рации, Российского фонда фундаментальных исследований (гранты РФФИ 13-07-00266 и 13-07-97004-р\_поволжье\_а) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (соглашение № 8231).

### Литература

1. **Wei, P.-K.** Subwavelength focusing in the near field in mesoscale air-dielectric structures / P.-K. Wei, H.-L. Chou and Y.-C. Chen // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29, N 5. – P. 433-435.
2. **Kotlyar, V.V.** Tight focusing with a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, L. O'Faolain and V.A. Soifer // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 16. – P. 3100-3102.
3. **Хонина, С.Н.** Экспериментальное исследование дифракции линейно-поляризованного гауссова пучка на бинарных микроаксиконах с периодом близким к длине волны / С.Н. Хонина, Д.В. Нестеренко, А.А. Морозов, Р.В. Скиданов, И.А. Пустовой // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 1. – С. 11-21.
4. **Котляр, В.В.** Симметрия интенсивности и потока мощности субволнового фокусного пятна / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, С.С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36, № 2. – С. 190-198.
5. **Котляр, В.В.** Выравнивание интенсивности фокального пятна сфокусированного гауссова пучка / В.В. Котляр, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 1998. – Т. 18. – С. 42-52.
6. **Хонина, С.Н.** Уменьшение размера фокального пятна при радиальной поляризации с помощью бинарного кольцевого элемента / С.Н. Хонина, А.В. Устинов // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36, № 2. – С. 219-226.
7. **Born, M.** Principles of Optics / M. Born, E. Wolf. – 6th ed. – Pergamon, Oxford, 1980. – Chap. 8.3.
8. **Andrews, C.L.** Diffraction pattern in a circular aperture measured in the microwave region / C.L. Andrews // J. Appl. Phys. – 1950. – Vol. 21. – P. 761-767.
9. **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.
10. **Totzeck, M.** Validity of the scalar Kirchhoff and Rayleigh-Sommerfeld diffraction theories in the near field of small phase objects / M. Totzeck // J. Opt. Soc. Am. A. – 1991. – V. 8, N 1. – P. 27-32.
11. **Tsoy, V.I.** The use of Kirchhoff approach for the calculation of the near field amplitudes of electromagnetic field / V.I. Tsoy, L.A. Melnikov // Optics Communications. – 2005. – V. 256. – P. 1-9.
12. **Luneburg, R.K.** Mathematical Theory of Optics / R.K. Luneburg. – University of California Press, Berkeley, California, 1966.
13. **Хонина, С.Н.** Расчёт дифракции линейно-поляризованного ограниченного пучка с постоянной интенсивностью на высокоапертурных бинарных микроаксиконах в ближней зоне / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волоотовский, А.А. Ковалёв // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 443-460.



14. **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.
15. **Osterberg, H.** Closed solutions of Rayleigh's integral for axial points / H. Osterberg, L.W. Smith // *J. Opt. Soc.* – 1961. – Vol. 51(10). – P. 1050-1054.
16. **Dubra, A.** Diffracted field by an arbitrary aperture / A. Dubra, J.A. Ferrari // *Am. J. Phys.* – 1999. – Vol. 67(1). – P. 87-92.
17. **Romero, J.A.** Vectorial approach to Huygens's principle for plane waves: circular aperture and zone plates / J.A. Romero, L. Hernández // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2006. – Vol. 23, N 5. – P. 1141-1145.
18. **Хонина, С.Н.** Бинарная линза: исследование локальных фокусов / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, Р.В. Скиданов // *Компьютерная оптика*. – 2011. – Т. 35, № 3. – С. 339-346.
19. **Савельев, Д.А.** Сравнение моделирования дифракции линейно-поляризованного гауссова пучка на бинарном аксиконе с высокой числовой апертурой интегральным и разностным методами / Д.А. Савельев // *Известия Самарского научного центра РАН*. – 2012. – Т. 14, № 4. – С. 38-46.
20. **Савельев, Д.А.** Максимизация продольной электрической компоненты при дифракции на бинарном аксиконе линейно-поляризованного излучения / Д.А. Савельев, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2012. – Т. 36, № 4. – С. 511-517.
21. **Котляр, В.В.** Моделирование фокусировки линейно-поляризованного света с помощью субволнового бинарного аксикона / В.В. Котляр, С.С. Стафеев, А.А. Ковалёв, А.Г. Налимов // *Компьютерная оптика*. – 2012. – Т. 36, № 2. – С. 183-189.

### References

1. **Wei, P.-K.** Subwavelength focusing in the near field in mesoscale air-dielectric structures / P.-K. Wei, H.-L. Chou and Y.-C. Chen // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29, N 5. – P. 433-435.
2. **Kotlyar, V.V.** Tight focusing with a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, L. O'Faolain and V.A. Soifer // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36, N 16. – P. 3100-3102.
3. **Khonina, S.N.** Experimental research of diffraction of a linearly-polarized Gaussian beam by binary microaxicon with the period close to wavelength / S.N. Khonina, D.V. Nesterenko, A.A. Morozov, R.V. Skidanov, I.A. Pustovoy // *Computer Optics*. – 2011. – V. 35, N 1. – P. 11-21. – (In Russian).
4. **Kotlyar, V.V.** Intensity and power flow symmetry of sub-wavelength focal spot / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeev // *Computer Optics*. – 2012. – V. 36, N 2. – P. 190-198. – (In Russian).
5. **Kotlyar, V.V.** Levelling the spot intensity of the focused Gaussian beam / V.V. Kotlyar, S.N. Khonina // *Computer Optics*. – 1998. – V. 18. – P. 42-52. – (In Russian).
6. **Khonina, S.N.** Reducing of the focal spot size at radial polarization by means of the binary annular element / S.N. Khonina, A.V. Ustinov // *Computer Optics*. – 2012. – V. 36, N 2. – P. 219-226. – (In Russian).
7. **Born, M.** Principles of Optics / M. Born, E. Wolf – 6th ed. – Pergamon, Oxford, 1980. – Chap. 8.3.
8. **Andrews, C.L.** Diffraction pattern in a circular aperture measured in the microwave region / C.L. Andrews // *J. Appl. Phys.* – 1950. – Vol. 21. – P. 761-767.
9. **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. – V. 34, N 3. – P. 317-332. – (In Russian).
10. **Totzeck, M.** Validity of the scalar Kirchhoff and Rayleigh-Sommerfeld diffraction theories in the near field of small phase objects / M. Totzeck // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1991. – V. 8, N 1. – P. 27-32.
11. **Tsoy, V.I.** The use of Kirchhoff approach for the calculation of the near field amplitudes of electromagnetic field / V.I. Tsoy, L.A. Melnikov // *Optics Communications*. – 2005. – V. 256. – P. 1-9.
12. **Luneburg, R.K.** Mathematical Theory of Optics / R.K. Luneburg. – University of California Press, Berkeley, California, 1966.
13. **Khonina, S.N.** Calculation of diffraction of the linearly-polarized beam with uniform intensity on high-aperture binary micro-axicons in a near zone / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.G. Volotovskiy, A.A. Kovalev // *Computer Optics*. – 2010. – V. 34, N 4. – P. 443-460. – (In Russian).
14. **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.
15. **Osterberg, H.** Closed solutions of Rayleigh's integral for axial points / H. Osterberg, L.W. Smith // *J. Opt. Soc.* – 1961. – Vol. 51(10). – P. 1050-1054.
16. **Dubra, A.** Diffracted field by an arbitrary aperture / A. Dubra, J.A. Ferrari // *Am. J. Phys.* – 1999. – Vol. 67(1). – P. 87-92.
17. **Romero, J.A.** Vectorial approach to Huygens's principle for plane waves: circular aperture and zone plates / J.A. Romero, L. Hernández // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2006. – Vol. 23, N 5. – P. 1141-1145.
18. **Khonina, S.N.** Binary lens: investigation of local focuses / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, R.V. Skidanov // *Computer Optics*. – 2011. – V. 35, N 3. – P. 339-346. – (In Russian).
19. **Savelyev, D.A.** Comparison of simulation diffraction linearly polarized Gaussian beam by a binary axicon with a high numeric aperture integral and difference method / D.A. Savelyev // *News of Samara Scientific Center of RAS*. – 2012. – V. 14, N 4. – P. 38-46. – (In Russian).
20. **Savelyev, D.A.** Maximising the longitudinal electric component at diffraction on a binary axicon linearly polarized radiation / D.A. Savelyev, S.N. Khonina // *Computer Optics*. – 2012. – V. 36, N 4. – P. 511-517. – (In Russian).
21. **Kotlyar, V.V.** Focusing of linearly polarized light using binary axicon with subwavelength period / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov // *Computer Optics*. – 2012. – V. 36, N 2. – P. 183-189. – (In Russian).

## DIFFRACTION OF LASER BEAM ON A TWO-ZONE CYLINDRICAL MICROELEMENT

*S.N. Khonina, D.A. Savelyev, A.V. Ustinov*

*Image Processing Systems Institute of RAS,*

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

### Abstract

Analytically and numerically shown, that an optical microelement consisting just two cylindrical zones is useful for sharp focusing of laser radiation if the radius of the central zone is halfwavelength. The numerical calculations executed in approach of a thin element by means of the plane wave expansion method show good accordance with analytical estimations. Also the qualitative accordance is shown on the basis of finite-difference time-domain method in view of three-dimensional structure of an element. Characteristics and features of diffraction of Gaussian beam with linear and circular polarization on a considered element are investigated.

**Key words:** diffraction by a circular and a ring aperture, two-zone cylindrical element, sharp focusing, plane wave expansion, finite-difference time-domain method.

### 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. Korolev. 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.

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

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



**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. Korolev (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.

*Поступила в редакцию 11 марта 2013 г.*