СИММЕТРИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОТОКА МОЩНОСТИ СУБВОЛНОВОГО ФОКУСНОГО ПЯТНА

Котляр В.В., Ковалёв А.А., Стафеев С.С.

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

Аннотация

С помощью разложения светового поля с линейной поляризацией по плоским волнам показано, что эллиптическая форма поперечного сечения интенсивности определяется продольной составляющей электрического вектора, и так как проекция вектора Умова– Пойнтинга на оптическую ось (поток мощности) не зависит от этой продольной составляющей электрического вектора, то сечение потока мощности имеет форму круга. Экспериментально с помощью микроскопа ближнего поля с металлическим кантилевером и малым отверстием показано, что при фокусировке линейно поляризованного гауссова пучка бинарной стеклянной зонной пластинкой с фокусным расстоянием, равным длине волны, формируется фокусное пятно в виде слабого эллипса с размерами по декартовым осям FWHM_x = $(0,44 \pm 0,02)\lambda$ и FWHM_y = $(0,52 \pm 0,02)\lambda$ и глубиной фокуса DOF = $(0,75 \pm 0,02)\lambda$, λ – длина волны. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования позволило заключить, что микроскоп ближнего поля измеряет поперечную интенсивность (плотность мощности), а не поток мощности и не полную интенсивность. То, что металлический кантилевер с малым отверстием измеряет поперечную интенсивность, следует из теории Бете–Баукампа.

<u>Ключевые слова</u>: субволновый фокус, эллиптичное фокусное пятно, теория Бете–Баукампа.

Введение

Субволновая фокусировка света с помощью элементов микрооптики – актуальная задача, так как уменьшение размеров фокусного пятна увеличивает не только разрешение при использовании этого пятна в задачах литографии, микроскопии, оптической памяти, но и плотность мощности излучения, которая важна при манипулировании микрообъектами. В работах последних лет в этом направлении произошло существенное продвижение. Например, для субволновой фокусировки используются планарные плазмонные структуры [1, 2] или плазмонные линзы [3, 4]. Лазерный свет также остро фокусируется вблизи поверхности традиционных оптических элементов: микроаксикона [5], зонной пластинки [6, 7], микролинзы [8], твёрдотельной иммерсионной линзы (SIL) [9] и обычного высокоапертурного объектива [10-13]. Также свет собирается в субволновый фокус на вершине диэлектрических [14, 15] и металлических микроконусов [16]. С помощью элементов микрооптики можно не только фокусировать свет в субволновое пятно, но и изображать микро- и нанообъекты с субволновым разрешением (со сверхразрешением) [17].

Однако в перечисленных работах не рассматриваются особенности регистрации светового излучения в ближнем поле с помощью кантилевера с малым отверстием. До сих пор нет ответов на следующие вопросы. Что регистрирует микроскоп ближнего поля – плотность энергии (мощности) или поток энергии (мощности)? Почему для линейно-поляризованного света интенсивность (плотность мощности) фокусного пятна имеет вид эллипса, а проекция на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга (поток мощности) в фокусном пятне имеет вид круга? Также в перечисленных работах нет детального сравнения данных эксперимента по измерению субволнового фокуса с результатами строгого моделирования на основе решения уравнений Максвелла.

В данной работе в общем виде с помощью разложения светового поля с линейной поляризацией по плоским волнам показано, что эллиптическая форма поперечного сечения интенсивности определяется продольной составляющей электрического вектора и, так как проекция вектора Умова-Пойнтинга на оптическую ось (поток мощности) не зависит от этой продольной составляющей электрического вектора, сечение потока мощности имеет форму круга. Экспериментально с помощью микроскопа ближнего поля с металлическим кантилевером и малым отверстием показано, что при фокусировке линейно-поляризованного гауссова пучка бинарной стеклянной зонной пластинкой с фокусным расстоянием, равным длине волны, формируется фокусное пятно в виде слабого эллипса с размерами по декартовым осям FWHM_x = $(0.44 \pm 0.02)\lambda$ и FWHM_y = $(0.52 \pm 0.02)\lambda$ и глубиной фокуса DOF = $(0.75 \pm 0.02)\lambda$, λ – длина волны. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования FDTD-методом позволило однозначно заключить, что микроскоп ближнего поля измеряет поперечную интенсивность (плотность мощности), а не поток мощности и не полную интенсивность. То, что металлический кантилевер с малым отверстием измеряет поперечную интенсивность, следует из теории Бете-Баукампа.

1. Интенсивность и проекция вектора Умова– Пойнтинга для линейно-поляризованного света

Рассмотрим распространение света вдоль оптической оси *z* от одной поперечной плоскости P_1 (будем называть её начальной плоскостью) до другой поперечной плоскости P_2 , параллельной начальной и находящейся от неё на расстоянии *z*. Введём в этих плоскостях декартовы координаты (*x*, *y*) и (*u*, *v*) и полярные координаты (*r*, φ) и (ρ , θ). Пусть в начальной плоскости сформировано линейно-поляризованное электромагнитное поле с радиальной симметрией:

$$\begin{cases} E_x(r, \varphi, 0) \equiv E_x(r), \\ E_y(r, \varphi, 0) \equiv 0, \\ E_z(r, \varphi, 0) \equiv 0. \end{cases}$$
(1)

В плоскости Р2 будем измерять интенсивность

$$I = |\mathbf{E}|^{2} = |E_{x}|^{2} + |E_{y}|^{2} + |E_{z}|^{2}$$
(2)

и поток мощности (составляющую вектора Умова-Пойнтинга, параллельную оптической оси z)

$$S_{z} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\left\{\left(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^{*}\right)_{z}\right\} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\left\{E_{x}H_{y}^{*} - E_{y}H_{x}^{*}\right\}.$$
 (3)

Согласно дифракционным интегралам Рэлея– Зоммерфельда, составляющая E_y и в плоскости P_2 также будет равна нулю. Поэтому (2) и (3) можно переписать в виде:

$$I = \left| E_x \right|^2 + \left| E_z \right|^2, \tag{4}$$

$$S_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\left\{E_x H_y^*\right\}.$$
(5)

Используя уравнение Максвелла для монохроматического света с частотой $\boldsymbol{\omega}$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -i\,\omega\mu_0\,\mu\,\mathbf{H}\,,\tag{6}$$

где μ – магнитная проницаемость среды, μ_0 – магнитная постоянная, получим из (5):

$$S_{z} = \operatorname{Re}\left\{\frac{-i}{2\omega\mu_{0}\mu}E_{x}\left(\frac{\partial E_{x}^{*}}{\partial z} - \frac{\partial E_{z}^{*}}{\partial u}\right)\right\}.$$
(7)

$$E_{x}(\rho,\theta,z) = 2\pi \int_{0}^{\infty} A(\zeta) \exp\left(ikz\sqrt{1-\zeta^{2}}\right) J_{0}(k\rho\zeta) \zeta d\zeta,$$

Разложим составляющую
$$E_x$$
 в угловой спектр
плоских волн. Введём для этого декартовы (α , β) и
полярные (ζ , ϕ) координаты в спектральной плоско-
сти. Тогда

$$E_{x}(u,v,z) = \iint_{\mathbb{R}^{2}} A(\alpha,\beta) \exp\{ik[\alpha u + \beta v + z\sqrt{1-\alpha^{2}-\beta^{2}}]\} d\alpha d\beta.$$
(8)

Из третьего уравнения Максвелла

$$\frac{\partial E_x}{\partial u} + \frac{\partial E_y}{\partial v} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$$
(9)

с учётом того, что $E_y \equiv 0$, получим выражение для составляющей E_z :

$$E_{z}(u,v,z) = -\iint_{\mathbb{R}^{2}} \frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^{2}-\beta^{2}}} A(\alpha,\beta) \times \\ \times \exp\left\{ik\left[\alpha u + \beta v + z\sqrt{1-\alpha^{2}-\beta^{2}}\right]\right\} d\alpha d\beta +$$
(10)
+ $C(u,v).$

Константа C(u, v), возникшая при интегрировании по z, означает постоянное поле бесконечной протяжённости вдоль оси z. Из физических соображений приравняем её нулю. Преобразуем также выражение в скобках в (7):

$$\frac{\partial E_x^*}{\partial z} - \frac{\partial E_z^*}{\partial u} = -ik \iint_{\mathbb{R}^2} \frac{1 - \beta^2}{\sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}} A^*(\alpha, \beta) \times \\ \times \exp\left\{-ik \left[\alpha u + \beta v + z\sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}\right]\right\} d\alpha d\beta.$$
(11)

Так как в начальной плоскости составляющая E_x радиально симметрична, её угловой спектр также радиально симметричный, т.е. $A(\zeta, \phi) \equiv A(\zeta)$. Учитывая это, перепишем (8), (10) и (11) в полярных координатах. При этом все интегралы по ϕ выразятся через функции Бесселя:

$$E_{z}\left(\rho,\theta,z\right) = -2\pi i \cos\theta \int_{0}^{\infty} A\left(\zeta\right) \exp\left(ikz\sqrt{1-\zeta^{2}}\right) J_{1}\left(k\rho\zeta\right) \frac{\zeta^{2}d\zeta}{\sqrt{1-\zeta^{2}}}.$$
(13)

$$\frac{\partial E_x^*}{\partial z} - \frac{\partial E_z^*}{\partial u} = -2\pi i k \int_0^\infty A^* (\zeta) \exp\left(-ikz\sqrt{1-\zeta^2}\right) \left[\left(1 - \frac{\zeta^2}{2}\right) J_0 \left(k\rho\zeta\right) - \frac{\zeta^2}{2} J_2 \left(k\rho\zeta\right) \cos\left(2\theta\right) \right] \frac{\zeta d\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}}.$$
(14)
Подставим (12)-(14) в (4) и (7):

$$I = 4\pi^2 \left| \int_0^\infty A(\zeta) \exp\left(ikz\sqrt{1-\zeta^2}\right) J_0(k\rho\zeta) \zeta d\zeta \right|^2 + 4\pi^2 \cos^2 \theta \left| \int_0^\infty A(\zeta) \exp\left(ikz\sqrt{1-\zeta^2}\right) J_1(k\rho\zeta) \frac{\zeta^2 d\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \right|^2,$$
(15)

$$S_{z} = -\frac{2\pi^{2}k}{\omega\mu_{0}\mu} \operatorname{Re}\left\{ \int_{0}^{\infty} A(\zeta) \exp\left(ikz\sqrt{1-\zeta^{2}}\right) J_{0}\left(k\rho\zeta\right) \zeta d\zeta \right\} \times \\ \times \left\{ \int_{0}^{\infty} A^{*}\left(\zeta\right) \exp\left(-ikz\sqrt{1-\zeta^{2}}\right) \left[\left(1-\frac{\zeta^{2}}{2}\right) J_{0}\left(k\rho\zeta\right) - \frac{\zeta^{2}}{2} J_{2}\left(k\rho\zeta\right) \cos\left(2\theta\right) \right] \frac{\zeta d\zeta}{\sqrt{1-\zeta^{2}}} \right\} \right].$$

$$(16)$$

Компьютерная оптика, 2012, том 36, №2

Из (15) и (16) видно, что и интенсивность, и поток мощности симметричны относительно оси х. Т.е. для любых пар точек с полярными координатами (ρ , θ) и (ρ , $-\theta$) они равны. Из (15) также видно, что для фиксированного ρ интенсивность в точках $(\rho, 0)$ и (ρ, π) максимальна, а в точках $(\rho, \pi/2)$ и $(\rho, 3\pi/2)$ минимальна. Этим и объясняется формирование фокального пятна в форме эллипса, вытянутого вдоль оси x (плоскость поляризации xz). Заметим, что нарушение радиальной симметрии в выражении для интенсивности определяется вторым слагаемым, а в выражении для потока мощности – вторым множителем. В случае малой числовой апертуры множитель $\zeta^2/(1-\zeta^2)^{-1/2}$ во втором интеграле в (15) близок к нулю и не позволяет второму слагаемому давать существенный вклад в интенсивность. Поэтому фокальное пятно имеет круглую форму. Если же фокусировка острая, то в угловом спектре существенную часть занимают волны с ζ, близким к единице. В этом случае вклад второго слагаемого возрастает, может превысить вклад первого слагаемого в несколько раз, появляется асимметрия, и пятно принимает эллиптическую форму или даже форму «кости» или «гантели».

Для потока мощности зависимость иная. Множитель $\zeta/(1-\zeta^2)^{-1/2}$ одинаково влияет и на симметричную, и на асимметричную часть выражения в квадратных скобках в (16). В случае малой числовой апертуры ($\zeta << 1$) поток мощности определяется радиально симметричным слагаемым $(1 - \zeta^2/2) J_0(k \rho \zeta)$. Поэтому фокальное пятно, измеренное не по интенсивности, а по потоку мощности, имеет круглую форму. В случае большой числовой апертуры, когда ζ близко к единице, вклад обоих слагаемых в квадратных скобках примерно одинаков, но вклад второго слагаемого не может существенно превысить вклад первого, и, кроме того, вблизи фокуса ($\rho = 0$) функция Бесселя нулевого порядка оказывает большее влияние по сравнению с функцией Бесселя второго порядка. Поэтому пятно получается более круглой формы, чем в случае измерения интенсивности.

Для примера рассмотрим бесселев пучок. У него угловой спектр имеет кольцевую форму

$$A(\zeta) = \delta(\zeta - \alpha), \qquad (17)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, α – параметр бесселева пучка. В этом случае интегралы в (15)-(16) пропадают и интенсивность с потоком мощности легко вычисляются:

$$I = \left[2\pi\alpha J_0 \left(k\alpha\rho\right)\right]^2 + \left[\frac{2\pi\alpha^2}{\sqrt{1-\alpha^2}} J_1 \left(k\alpha\rho\right)\cos\theta\right]^2,$$
(18)
$$2\pi^2 k \qquad \left[\left(-\alpha^2\right)\right] = \alpha^2$$

$$S_{z} = -\frac{2\pi^{2}k}{\omega\mu_{0}\mu}J_{0}\left(k\alpha\rho\right)\left[\left(1-\frac{\alpha^{2}}{2}\right)J_{0}\left(k\alpha\rho\right)-\frac{\alpha^{2}}{2}J_{2}\left(k\alpha\rho\right)\cos\left(2\theta\right)\right]\frac{\alpha^{2}}{\sqrt{1-\alpha^{2}}}.$$
(19)

Для моделирования случая малой числовой апертуры выберем $\alpha = 0,3$ (рис. 1). Для моделирования острой фокусировки выберем $\alpha = 0,8$ (рис. 2) и $\alpha = 0,9$ (рис. 3). Интенсивность и поток мощности для разных значений α показаны на рис. 1–3: горизонтальная ось – ось *x*, вертикальная ось – ось *y*. Другие параметры моделирования: длина волны $\lambda = 532$ нм, расстояние $z = 10\lambda$, область моделирования – $5\lambda \le x \le +5\lambda$, $-5\lambda \le y \le +5\lambda$.



Рис. 1. Интенсивность (a) и поток мощности (б) для бесселева пучка с α=0,3

Рис. 1-3 подтверждают ранее сделанные предположения. При увеличении числовой апертуры фокальное пятно, измеренное по интенсивности, сначала имело круглую форму, затем эллиптическую, затем форму «кости». При этом фокальное пятно, измеренное по потоку мощности, всё время оставалось почти круглым (на рис. Зб фокусное пятно имеет форму слабого эллипса, вытянутого вдоль оси у, это нетрудно показать с помощью уравнения (19)).



Из рис. 2 и 3 можно видеть, что размеры фокусных пятен для интенсивности и потока мощности вдоль вертикальной оси близки.

2. Острая фокусировка линейно-поляризованного света с помощью субволнового бинарного аксикона

В предыдущем параграфе с помощью соотношений (18), (19) моделировалось распространение линейно-поляризованного светового пучка с начальной амплитудой в виде функции Бесселя. В этом параграфе, наоборот, рассматривается формирование бесселева пучка с линейной поляризацией с помощью бинарного микроаксикона FDTD-методом. Мы покажем, что дифракционные картины в обоих случаях имеют одинаковую структуру.

Моделировалось прохождение линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны λ=532 нм и радиусом перетяжки ω=7λ через бинарный микроаксикон с радиусом R = 8 мкм, показателем преломления материала n = 1,52 и высотой рельефа h = 532 нм. Моделирование проводилось с помощью программы FullWAVE [18], реализующей FDTD-метод, шаг сетки по пространству – $\lambda/50$, по времени – $\lambda/100c$, где c- скорость света в вакууме. Интересно заметить, что при расчёте не интенсивности (плотность световой мощности), а потока световой мощности (модуль проекции на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга) вместо эллиптического фокусного пятна возникает круглое пятно с диаметром немного большим, чем меньший диаметр эллиптического фокусного пятна интенсивности.

В этом номере журнала в статье этих же авторов «Моделирование фокусировки линейно-поляризованного света с помощью субволнового бинарного аксикона» показана двумерная картина интенсивности (в полутонах серого) в непосредственной близости от бинарного аксикона с периодом $T = \lambda = 532$ нм, а также картина потока световой мощности в той же плоскости.

Из этих рисунков видно, что поток мощности формирует круглый фокус с диаметром по полуспаду, равным FWHM=0,36 λ , в то время как интенсивность формирует эллиптический фокус с диаметрами по декартовым осям FWHM_x=0,75 λ и FWHM_y=0,30 λ . Это объясняется тем, что продольная составляющая вектора электрического поля E_z не даёт вклада в продольную составляющую вектора Умова–Пойнтинга. Составляющая E_z возникает в плоскости поляризации XZ при схождении лучей в фокус. В перпендикулярной плоскости YZ при схождении лучей в фокус составляющая E_z не возникает. Картины фокусов на этих рисунках качественно совпадают с картинами на рис. 3.

3. Острая фокусировка линейно-поляризованного света с помощью зонной пластинки

<u>3.1. Моделирование</u>

Рассматривалась фокусировка линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны λ=532 нм и радиусом $\omega = 7\lambda$ бинарной зонной пластинкой (ЗП) с фокусным расстоянием, равным одной длине волны фокусируемого света $f = \lambda$, радиусом 10,64 мкм (20 λ), показателем преломления материала 1,52. На рис. 4 показан шаблон такой ЗП в поле расчёта. Числовая апертура ЗП равна NA = 0,997. Рассчитанная эффективность фокусировки – 42%.



Рис. 4. Шаблон ЗП с фокусным расстоянием, равным длине волны $f = \lambda$ (a), и распределение интенсивности в плоскости фокуса (б). Ось у – ось поляризации

Радиусы ЗП (рис. 4*a*) рассчитывались по известной формуле $r_m = (m\lambda f + m^2\lambda^2/4)^{1/2}$, где $f = \lambda = 532$ нм – фокусное расстояние, m – номер радиуса зоны. Моделирование проводилось BOR-FDTD методом, при этом проводилось сравнение результатов, полученных при разной дискретности разбиения вычисляемой области по пространству. На рис. 46 показано в псевдоцветах распределение интенсивности в фокусе.

На рис. 5 показаны сечения по декартовым осям: по оси x ($\varphi = 0$) и по оси y ($\varphi = \pi/2$) интенсивности (a) и потока мощности (модуль проекции на ось z вектора Умова–Пойнтинга) (δ). Из рис. 4 δ и рис. 5a видно, что фокальное пятно интенсивности эллиптическое. А из рис. 5 δ также видно, что фокальное пятно потока мощности – круглое. В табл. 1 первые две строчки значений показывают размер фокусного пятна по полуспаду интенсивности (первая строка) и потока мощности (вторая строка).



Рис. 5. Распределения (а) интенсивности и (б) модуля проекции на ось z вектора Умова–Пойнтинга в фокусе при дискретности разбиения Δr = λ/50. Сечение по оси x (φ=0) и по оси y (φ=π/2) Таблица 1. Значения диаметров фокусного пятна

	FWHM _x	FWHM _y	DOF,
	$(\boldsymbol{\varphi}=0), \boldsymbol{\lambda}$	$(\varphi = \pi/2), \lambda$	λ
Интенсивность	$0,\!42 \pm 0,\!01$	$0,\!84\pm\!0,\!01$	$0,86 \pm 0,01$
Модуль проек- ции на ось <i>z</i> вектора Умова– Пойнтинга	0,45±0,01	0,45±0,01	_
Эксперимент на NSOM	$0,44 \pm 0,02$	$0,52 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,02$

На рис. 6 показаны распределения интенсивности вдоль оптической оси для ЗП, рассчитанные с помощью метода BOR-FDTD в пакете Matlab (кривая 1) и методом FDTD, реализованного в программе FullWAVE (кривая 2).

Значения глубины фокуса для ЗП показаны в последнем столбце табл. 1.

3.2. Эксперимент

Зонная пластинка высокого качества была изготовлена по технологии литографии из резиста ZEP (показатель преломления резиста n = 1,52). На рис. 7 показаны вид сбоку (*a*) и сверху (*б*) ЗП в сканирующем микроскопе на атомных силах: глубина рельефа – 510 нм, диаметр – 14 мкм, крайняя зона – $0,5\lambda = 266$ нм. ЗП имеет 12 колец и центральный диск.

Экспериментально с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (СБОМ) Ntegra Spectra (рис. 8) изучалось прохождение линейно поляризованного гауссова пучка с длиной волны $\lambda = 532$ нм через зонную пластинку с фокусным расстоянием $f = \lambda$.



Рис. 6. Сравнение распределения интенсивности вдоль оптической оси для ЗП при моделировании в BOR-FDTD Matlab (кривая 1) и FDTD FullWAVE (кривая 2)



На рис. 9*а* показано экспериментальное распределение интенсивности вдоль оптической оси для ЗП (кривая, ось слева), а также значения диаметра фокусного пятна (квадраты, ось справа). На рис. 9*б* показан пример распределения интенсивности в фокусе (изображение, полученное непосредственно с микроскопа).

Усреднённые значения диаметра эллиптического фокусного пятна ЗП приведены в третьей строке значений в табл. 1. Из рис. 9*a* видно, что максимальное значение интенсивности на оси смещено от плоскости геометрического фокуса $f = \lambda = 532$ нм ближе к ЗП (z = 400 нм). Заметим, что на этом расстоянии (z = 400 нм) меньшие диаметры фокусного пятна (расчётный и экспериментальный) совпадают (FWHM = 0,42 λ).



Рис. 8. СБОМ, используемый в эксперименте



Рис. 9. Экспериментальное распределение интенсивности вдоль оптической оси (а) для ЗП пластинки на рис. 7 (кривая, ось слева) и значения меньших диаметров фокусных пятен (квадраты, ось справа); поперечное сечение фокусного пятна на фокусном расстоянии $f = \lambda = 532$ нм (вертикальная ось совпадает с плоскостью поляризации) (б)

Для сравнения на рис. 10 приведены сечения вдоль оси *x*, перпендикулярной плоскости поляризации, интенсивности (кривая 1), потока мощности (кривая 3) и экспериментальная кривая, измеренная с помощью NSOM (кривая 2). Кривые почти совпадают (см. второй столбец табл. 1): их отличия меньше ошибки измерения (±0,02λ). Отличия заметны только в боковых лепестках. Но и по ним нельзя однозначно сказать, что измеряется в эксперименте – интенсивность или поток мощности, так как боковые лепестки расчётного потока мощности немного меньше, чем у экспериментальной кривой, а боковые лепестки кривой расчётной интенсивности немного больше, чем у экспериментальной кривой.



Рис. 10. Сравнение экспериментального и расчётного распределения в фокусе вдоль оси х: расчётное распределение интенсивности (кривая 1), экспериментальное распределение интенсивности (кривая 2) и расчётное распределение модуля проекции на ось z вектора Умова–Пойнтинга (кривая 3)

На рис. 11 показаны сечения кривых в фокусе вдоль оси у (параллельной плоскости поляризации): расчётное распределение модуля проекции на ось *z* вектора Умова–Пойнтинга (кривая 3), экспериментальное распределение интенсивности (кривая 2) и расчётное распределение интенсивности (кривая 2), вычисленной как сумма всех составляющих (a) и как сумма только поперечных составляющих (δ).

Из рис. 11а видно, что в эксперименте не измеряется продольная составляющая интенсивности (см. третий столбец Таблицы 1), так как кривая полной интенсивности (FWHM = 0,84) шире экспериментальной кривой (FWHM = 0,52 λ) на величину, большую ошибки измерения (±0,02λ). Но, в свою очередь, экспериментальная кривая шире расчётной кривой потока мощности (FWHM = 0,45 λ) также на величину, большую ошибки эксперимента. Но что же измеряется в эксперименте? На рис. 116 приведены сравнения экспериментальной кривой (кривая 2) с поперечной интенсивностью $|E_x|^2 + |E_y|^2$ (кривая 1). Их ширины совпадают (FWHM = 0,52λ). Поэтому из рис. 11 можно однозначно заключить, что микроскоп ближнего поля NSOM с кантилевером в виде металлической пирамиды с отверстием 100 нм (рис. 12) измеряет поперечную интенсивность $|E_x|^2 + |E_y|^2$ (плотность мощности), а не поток мощности и не полную интенсивность $|E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$. Поэтому эллипс фокусного пятна на рис. 96 менее выражен, чем расчётный эллипс на рис. 4б.



Рис. 11. Сравнение экспериментального и расчётного распределения в фокусе вдоль оси у (параллельной плоскости поляризации): экспериментальное распределение интенсивности (кривая 2), расчётное распределение интенсивности (кривая 2), расчётное распределение интенсивности (кривая 3) и расчётное распределение интенсивности (кривая 3) и расчётное распределение интенсивности (кривая 1), вычисленной как сумма всех составляющих (а) и как сумма только поперечных составляющих (б)



Рис. 12. Электронное изображение верхней части металлического кантилевера сканирующего ближнеполного микроскопа в виде пирамиды с отверстием размером 100 нм

Проникновение электромагнитного поля в малое отверстие в металлическом экране описывается в рамках теории Бете–Баукампа [19-21]. Согласно этой теории плоская линейно-поляризованная волна, падаюцая под углом на металлический экран с малым круглым отверстием диаметром $a \ll \lambda$, индуцирует электрический диполь, ориентированный перпендикулярно отверстию, и магнитный диполь, расположенный в плоскости отверстия. И поэтому поле в дальней зоне для малого отверстия, освещённого наклонной плоской волной **E**, задаётся излучением электрического **P** и магнитного **M** диполей с моментами

$$\mathbf{P} = -\frac{4}{3} \boldsymbol{\varepsilon}_0 a^3 \left(\mathbf{E} \mathbf{n}_z \right) \mathbf{n}_z,$$

$$\mathbf{M} = -\frac{8}{3} a^3 \left[\mathbf{n}_z \times \left[\mathbf{E} \times \mathbf{n}_z \right] \right],$$
(20)

где \mathbf{n}_z – единичный вектор вдоль оптической оси (перпендикулярной плоскости отверстия). Из (20) видно, что электрический диполь формирует только продольная составляющая электрического поля **E**. Но диполь, ориентированный вдоль оптической оси, излучает в поперечном направлении и не излучает вдоль самой оптической оси. Магнитный диполь в (20) формируется, наоборот, только поперечными составляющими электрического поля, так как внутреннее векторное произведение в правой формуле в (20) равно нулю для продольной составляющей электрического поля. То есть продольная составляющая электрического поля не будет регистрироваться фотоприёмником, расположенным на некотором расстоянии от малого отверстия в металле вдоль оптической оси.

Заключение

В данной работе получены следующие результаты.

1. В общем случае с помощью разложения векторного светового поля по плоским волнам показано, что для линейно поляризованного начального светового поля с высокой числовой апертурой (полуугол расходимости светового пучка близок к 90 градусам) поперечное распределение интенсивности (плотности мощности) имеет вид эллипса или «гантели», вытянутых вдоль линии, параллельной плоскости поляризации начального светового поля, а поперечное распределение потока мощности (проекции вектора Умова-Пойнтинга на оптическую ось) имеет вид круга или эллипса, но вытянутого вдоль линии, перпендикулярной плоскости поляризации начального поля.

2. С помощью моделирования FDTD методом показано, что при субволновой фокусировке линейно поляризованного света бинарным аксиконом с периодом, равным длине волны, в непосредственной близости от поверхности аксикона формируется фокусное пятно интенсивности в виде «гантели», при этом фокусное пятно потока мощности (модуля проекции на оптическую ось вектора Умова–Пойнтинга) в том же месте имеет вид круга.

3. С помощью моделирования FDTD методом показано, что при фокусировке линейно поляризованного света бинарной зонной пластинкой из стекла с фокусным расстоянием, равным длине волны, фокусное пятно интенсивности имеет вид эллипса с меньшим диаметром по полуспаду FWHM = $(0,42\pm0,01)\lambda$, а фокусное пятно потока мощности имеет форму круга с диаметром по полуспаду FWHM = $(0,45\pm0,01)\lambda$.

4. Экспериментально с помощью микроскопа ближнего поля с металлическим кантилевером с отверстием 100 нм показано, что при фокусировке линейно поляризованного гауссова пучка бинарной зонной пластинкой с фокусным расстоянием, равным длине волны, формируется фокусное пятно в виде слабого эллипса с размерами по декартовым осям FWHM_x = $(0,44 \pm 0,02)\lambda$ и FWHM_y = $(0,52 \pm 0,02)\lambda$ и глубиной фокуса $DOF = (0,75 \pm 0,02)\lambda$. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования позволило заключить, что микроскоп ближнего поля измеряет поперечную интенсивность (плотность мощности), а не поток мощности и не полную интенсивность. То, что металлический кантилевер с малым отверстием измеряет поперечную интенсивность $|E_x|^2 + |E_y|^2$, следует из теории Бете-Баукампа.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № 14.740.11.0016), грантов Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-4128.2012.9) и молодого кандидата наук (МК-3912.2012.2) и гранта РФФИ (12-07-00269).

Литература

- Jia, B. Near-field visualization of focal depth modulation by step corrugated plasmonic slits / B. Jia, H. Shi, J. Li, Y. Fu, C. Du, M. Gu // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 94. – P. 151912.
- Chen, K.R. Beyond-limit light focusing in the intermediate zone / K.R. Chen, W.H. Chu, H.C. Fang, C.P. Liu, C.H. Huang, H.C. Chui, C.H. Chuang, Y.L. Lo, C.Y. Lin, H.H. Hwung, A.Y.-G. Fuh // Opt. Lett. 2011. Vol. 36, N 23. P. 4497-4499.
- Yu, Y. Effect of lens size on the focusing performance of plasmonic lenses and suggestions for the design / Y. Yu, H. Zappe // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19, N 10. – P. 9434-9444.
- Liu, Y. Far-field superfocusing with an optical fiber based surface plasmonic lens made of nanoscale concentric annular slits / Y. Liu, H. Xu, F. Stief, N. Zhitenev, M. Yu // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19, N 21. – P. 20233-20243.
- Kotlyar, V.V. Tight focusing with a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, L. O'Faolain, V.A. Soifer // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 16. – P. 3100-3102.
- Mote, R.G. Experimental demonstration of near-field focusing of a phase micro-Fresnel zone plate (FZP) under linear polarized illumination / R.G. Mote, S.F. Yu, A. Kumar, W. Zhou, X.F. Li // Appl. Phys. B. – 2011. – Vol. 102, N 1. – P. 95-100.
- Стафеев, С.С. Субволновая фокусировка с помощью зонной пластинки Френеля с фокусным расстоянием 532 нм / С.С. Стафеев, Л. О'Фаолейн, М.И. Шанина, В.В. Котляр, В.А. Сойфер // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 4. – с.460-461.
- Ye, J.-S. Long-focal-depth cylindrical microlens with flat axial intensity distributions / J.-S. Ye, G.-A. Mei, X.-H. Zheng, Y. Zhang // J. Mod. Opt. – 2012. – Vol. 59, N 1. – P. 90-94.
- 9. Huang, K. Realization of a subwavelength focused spot without a longitudinal field component in a solid immer-

sion lens-based system / K. Huang, Y. Li // Opt. Lett. - 2011. – Vol. 36, N18. – P. 3536-3538.

- Yuan, G.H. Nondiffracting transversally polarized beam / G.H. Yuan, S.B. Wei, X.-C. Yuan // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 17. – P. 3479-3481.
- Li, X. Superresolution-focal-volume induced 3.0 Tbytes/disk capacity by focusing a radially polarized beam / X. Li, Y. Cao, M. Gu // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 13. – P. 2510-2512.
- Lin, J. Achievement of longitudinally polarized focusing with long focal depth by amplitude modulation / J. Lin, K. Yin, Y. Li, J. Tan // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 7. – P. 1185-1187.
- Lin, H. Generation of an axially super-resolved quasispherical focal spot using an amplitude-modulated radially polarized beam / H. Lin, B. Jia, M. Gu // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 13. – P. 2471-2473.
- Kotlyar, V.V. Modeling the sharp focus of a radially polarized laser mode using a conical and a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // J. Opt. Soc. Am. B. – 2010. – Vol. 27, N 10. – P. 1991-1997.
- Martin, J. Plain Intense Bessel-like beams arising from pyramid-shaped microtips / J. Martin, J. Proust, D. Gérard, J.-L. Bijeon, J. Plain // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37, N 7. – P. 1274-1276.
- 16. De Angelis, F. Breaking the diffusion limit with superhydrophobic delivery of molecules to plasmonic nanofocusing SERS structures / F. De Angelis, F. Gentile, F. Mecarini, G. Das, M. Moretti, P. Candeloro, M.L. Coluccio, G. Cojoc, A. Accardo, C. Liberale, R.P. Zaccaria, G. Perozziello, L. Tirinato, A. Toma, G. Cuda, R. Cingolani, E. Di Fabrizio // Nature Photonics. – 2011. – Vol. 5. – P. 682-687.
- Rogers, E.T.F. A super-oscillatory lens optical microscope for subwavelength imaging / E.T.F. Rogers, J. Lindberg, T. Roy, S. Savo, J.E. Chad, M.R. Dennis, N.I. Zheludev // Nature Materials Lett. – 2012. – doi:10.1038/nmat3280.
- 18. http://www.rsoftdesign.com/products.php?sub=Componen t+Design&itm=FullWAVE.
- 19. Новотный, Л. Основы нанооптики / Л. Новотный, Б. Хехт. М.: Физматлит, 2011. 484 с.
- Michalski, K.A. Complex image method analysis of a plane wave-exited subwavelength circular aperture in a planar screen / K.A. Michalski // Prog. Electromag. Res. B. – 2011. – Vol. 27. – P. 253-272.
- Wu, J.H. Modeling of near-field optical diffraction from a subwavelength aperture in a thin conducting film / J.H. Wu // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 17. – P. 3440-3442.

References

- Jia, B. Near-field visualization of focal depth modulation by step corrugated plasmonic slits / B. Jia, H. Shi, J. Li, Y. Fu, C. Du, M. Gu // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 94. – P. 151912.
- Chen, K.R. Beyond-limit light focusing in the intermediate zone / K.R. Chen, W.H. Chu, H.C. Fang, C.P. Liu, C.H. Huang, H.C. Chui, C.H. Chuang, Y.L. Lo, C.Y. Lin, H.H. Hwung, A.Y.-G. Fuh // Opt. Lett. 2011. Vol. 36, N 23. P. 4497-4499.
- Yu, Y. Effect of lens size on the focusing performance of plasmonic lenses and suggestions for the design / Y. Yu, H. Zappe // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19, N 10. – P. 9434-9444.
- 4. Liu, Y. Far-field superfocusing with an optical fiber based surface plasmonic lens made of nanoscale concentric an-

nular slits / Y. Liu, H. Xu, F. Stief, N. Zhitenev, M. Yu // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19, N 21. – P. 20233-20243.

- Kotlyar, V.V. Tight focusing with a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, L. O'Faolain, V.A. Soifer // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 16. – P. 3100-3102.
- Mote, R.G. Experimental demonstration of near-field focusing of a phase micro-Fresnel zone plate (FZP) under linear polarized illumination / R.G. Mote, S.F. Yu, A. Kumar, W. Zhou, X.F. Li // Appl. Phys. B. – 2011. – Vol. 102, N 1. – P. 95-100.
- Stafeev, S.S. Subwavelength focusing using Fresnel zone plate with focal length 532 nm / S.S. Stafeev, L. O'Faolain, M.I. Shanina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer // Computer optics. – 2011. – Vol. 35(4). – P. 460-461. – (In Russian).
- Ye, J.-S. Long-focal-depth cylindrical microlens with flat axial intensity distributions / J.-S. Ye, G.-A. Mei, X.-H. Zheng, Y. Zhang // J. Mod. Opt. – 2012. – Vol. 59, N 1. – P. 90-94.
- Huang, K. Realization of a subwavelength focused spot without a longitudinal field component in a solid immersion lens-based system / K. Huang, Y. Li // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 18. – P. 3536-3538.
- Yuan, G.H. Nondiffracting transversally polarized beam / G.H. Yuan, S.B. Wei, X.-C. Yuan // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 17. – P. 3479-3481.
- Li, X. Superresolution-focal-volume induced 3.0 Tbytes/disk capacity by focusing a radially polarized beam / X. Li, Y. Cao, M. Gu // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 13. – P. 2510-2512.
- Lin, J. Achievement of longitudinally polarized focusing with long focal depth by amplitude modulation / J. Lin, K. Yin, Y. Li, J. Tan // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 7. – P. 1185-1187.
- 13. Lin, H. Generation of an axially super-resolved quasispherical focal spot using an amplitude-modulated radially

polarized beam / H. Lin, B. Jia, M. Gu // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 13. – P. 2471-2473.

- Kotlyar, V.V. Modeling the sharp focus of a radially polarized laser mode using a conical and a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // J. Opt. Soc. Am. B. – 2010. – Vol. 27, N 10. – P. 1991-1997.
- Martin, J. Plain Intense Bessel-like beams arising from pyramid-shaped microtips / J. Martin, J. Proust, D. Gérard, J.-L. Bijeon, J. Plain // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37, N 7. – P. 1274-1276.
- 16. De Angelis, F. Breaking the diffusion limit with superhydrophobic delivery of molecules to plasmonic nanofocusing SERS structures / F. De Angelis, F. Gentile, F. Mecarini, G. Das, M. Moretti, P. Candeloro, M.L. Coluccio, G. Cojoc, A. Accardo, C. Liberale, R.P. Zaccaria, G. Perozziello, L. Tirinato, A. Toma, G. Cuda, R. Cingolani, E. Di Fabrizio // Nature Photonics. – 2011. – Vol. 5. – P. 682-687.
- Rogers, E.T.F. A super-oscillatory lens optical microscope for subwavelength imaging / E.T.F. Rogers, J. Lindberg, T. Roy, S. Savo, J.E. Chad, M.R. Dennis, N.I. Zheludev // Nature Materials Lett. – 2012. – doi:10.1038/nmat3280.
- 18. <u>http://www.rsoftdesign.com/pro-</u> ducts.php?sub=Component+Design&itm=FullWAVE.
- 19. Novotny, L. Principles of nano-optics / L. Novotny, B. Hecht. – Cambridge University Press, 2006. – 539 p.
- Michalski, K.A. Complex image method analysis of a plane wave-exited subwavelength circular aperture in a planar screen / K.A. Michalski // Prog. Electromag. Res. B. – 2011. – Vol. 27. – P. 253-272.
- Wu, J.H. Modeling of near-field optical diffraction from a subwavelength aperture in a thin conducting film / J.H. Wu // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, N 17. – P. 3440-3442.

INTENSITY AND POWER FLOW SYMMETRY OF SUBWAVELENGTH FOCAL SPOT

V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeev Image Processing Systems Institute of the RAS, Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov (National Research University)

Abstract

Using plane wave expansion method it was shown that elliptical shape of focal spot is determined by the longitudinal component of electric field. However the cross section of power flow has the shape of circle because it is independent of the longitudinal component of electric field. Using near-field scanning optical microscope with metallic cantilever it was experimentally shown that binary Fresnel zone plate with focal length equals to wavelength illuminated by linearly polarized Gaussian beam forms an elliptical focal spot with diameters FWHM_x = $(0,44 \pm 0,02)\lambda$ and FWHM_y = $(0,52 \pm 0,02)\lambda$ and depth of focus DOF = $(0,75 \pm 0,02)\lambda$. The comparison between experiment and simulation confirms that near-field scanning optical microscope measures the transverse intensity rather than the power flow and the total intensity. Bethe-Bouwkamp law explains that metallic cantilever with small hole measures only the transverse intensity.

Key words: subwavelength focusing, elliptical focal spot, Bethe-Bouwkamp law.

Сведения об авторе **Котляр Виктор Викторович** – см. стр. 164 этого номера. Сведения об авторах **Ковалёв Алексей Андреевич, Стафеев Сергей Сергеевич** – см. стр. 188-189 этого номера.

Поступила в редакцию 11 марта 2012 г.