

СУБВОЛНОВАЯ ФОКУСИРОВКА ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ЗОННОЙ ПЛАСТИНКОЙ

Ковалёв А.А.

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 объясняется эллиптическая форма фокусного пятна при измерении интенсивности и круглая форма – при измерении потока мощности. Показано, что форма «гантели» фокусного пятна может быть частично исправлена с помощью эллиптической зонной пластинки, формирующей световое пятно размером $0,32 \times 0,61$ длин волн.

Ключевые слова: субволновый фокус, эллиптическое фокусное пятно, эллиптическая зонная пластинка.

Введение

Субволновая фокусировка света с помощью элементов микрооптики – актуальная задача в таких областях, как литография, микроскопия, оптическая память, микромеханика. В работах последних лет для субволновой фокусировки используются планарные плазмонные структуры [1] или плазмонные линзы [2], а также традиционные оптические элементы: микроаксикон [3], зонная пластинка [4], микролинза [5] и обычный высокоапертурный объектив [6].

В перечисленных работах не исследуется, 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. 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, сечение потока мощности имеет форму круга.

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

Пусть свет распространяется от одной плоскости P_1 (начальной плоскости) до другой плоскости P_2 , параллельной P_1 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

плоскости P_1 сформировано линейно-поляризованное электромагнитное поле с радиальной симметрией:

$$E_x(r, \varphi, 0) \equiv E_x(r), E_y(r, \varphi, 0) \equiv E_z(r, \varphi, 0) \equiv 0. \quad (1)$$

В плоскости P_2 будем измерять интенсивность и поток мощности (составляющую вектора Умова–Пойнтинга, параллельную оптической оси z), которые при $E_y \equiv 0$ для монохроматического света с частотой ω примут вид:

$$I = |E_x|^2 + |E_z|^2, \quad (2)$$

$$S_z = \frac{1}{2\omega\mu_0\mu} \operatorname{Im} \left\{ E_x \left(\frac{\partial E_x^*}{\partial z} - \frac{\partial E_z^*}{\partial u} \right) \right\}. \quad (3)$$

где μ – магнитная проницаемость среды, μ_0 – магнитная постоянная. Разложим составляющую E_x в угловой спектр плоских волн. Введём для этого декартовы (α, β) и полярные (ζ, ϕ) координаты в спектральной плоскости. Тогда

$$E_x(u, v, z) = \iint_{\mathbb{R}^2} A(\alpha, \beta) \exp \left\{ ik \left[\alpha u + \beta v + z \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \right] \right\} d\alpha d\beta, \quad (4)$$

$$E_z(u, v, z) = - \iint_{\mathbb{R}^2} \frac{\alpha}{\sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}} A(\alpha, \beta) \times \exp \left\{ ik \left[\alpha u + \beta v + z \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \right] \right\} d\alpha d\beta. \quad (5)$$

Очевидно, угловой спектр составляющей E_x радиально симметричен, т.е. $A(\zeta, \phi) \equiv A(\zeta)$. Учитывая это, перепишем (4) и (5) в полярных координатах:

$$I = 4\pi^2 \left| \int_0^\infty A(\zeta) \exp \left(ikz \sqrt{1 - \zeta^2} \right) J_0(k\rho\zeta) \zeta d\zeta \right|^2 + 4\pi^2 \cos^2 \theta \left| \int_0^\infty A(\zeta) \exp \left(ikz \sqrt{1 - \zeta^2} \right) J_1(k\rho\zeta) \frac{\zeta^2 d\zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2}} \right|^2, \quad (6)$$

$$S_z = - \frac{2\pi^2 k}{\omega\mu_0\mu} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^\infty A(\zeta) \exp \left(ikz \sqrt{1 - \zeta^2} \right) J_0(k\rho\zeta) \zeta d\zeta \right\} \times \left\{ \int_0^\infty A^*(\zeta) \exp \left(-ikz \sqrt{1 - \zeta^2} \right) \left[\left(1 - \frac{\zeta^2}{2} \right) J_0(k\rho\zeta) - \frac{\zeta^2}{2} J_2(k\rho\zeta) \cos(2\theta) \right] \frac{\zeta d\zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2}} \right\}. \quad (7)$$

Нарушение радиальной симметрии в выражении (6) определяется вторым слагаемым, а в выражении (7) – вторым множителем. В случае острой фокусировки в угловом спектре существенную часть занимают волны с ζ , близким к единице. Тогда 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». Множитель $\zeta/(1-\zeta^2)^{-1/2}$ в (7) одинаково влияет и на симметричную, и на асимметричную часть выражения в квадратных скобках. 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.

2. Острая фокусировка линейно-поляризованного света с помощью эллиптической зонной пластинки

Рассматривалась фокусировка линейно-поляризованного Гауссова пучка с длиной волны $\lambda=532$ нм и радиусом перетяжки $\omega=4\lambda$ эллиптической бинарной зонной пластинкой (ЭЗП) с фокусным расстоянием, равным $f=\lambda/20$, большим радиусом 8λ и меньшим радиусом $4,8\lambda; 5,6\lambda; 6,4\lambda; 8\lambda$ (т.е. эллиптичностью 60%, 70%, 80% и 100%) и с показателем преломления материала 1,5. На рис. 1 показан шаблон такой ЭЗП для меньшего радиуса $4,8\lambda$.

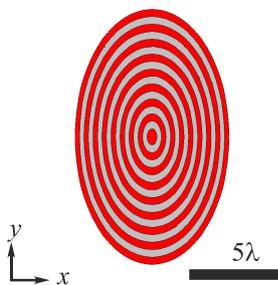


Рис. 1. Шаблон ЭЗП с фокусным расстоянием, равным $f=\lambda/20$, ось x – ось поляризации

Большие радиусы зон ЭЗП (рис. 1) рассчитывались по известной формуле $r_m=(m\lambda f+m^2\lambda^2/4)^{1/2}$, где $f=\lambda/20=26,6$ нм – фокусное расстояние, m – номер радиуса зоны. При удалении от центра рельеф ЭЗП аналогичен периоду бинарного микроаксикона с периодом $T=\lambda$. Моделирование проводилось FDTD методом. На рис. 2 показано распределение интенсивности в плоскости на расстоянии $\lambda/20$ от поверхности ЭЗП.

Расчёт показал, что максимальная интенсивность достигается для круглой пластинки, но в этом случае фокусное пятно сохраняет форму кости, что подтверждает выводы предыдущего раздела. Для эллиптической пластинки с коэффициентом

0,8 интенсивность уменьшается примерно на 36%, фокусное пятно принимает вид эллипса с диаметрами по полуспаду интенсивности $0,32\lambda \times 0,61\lambda$. При дальнейшем уменьшении коэффициента эллиптичности до 0,7 и до 0,6 происходит снижение интенсивности в фокусе, рост интенсивности периферийных дифракционных порядков с 31% до 50% и выше, но пятно при этом почти не становится более круглым.

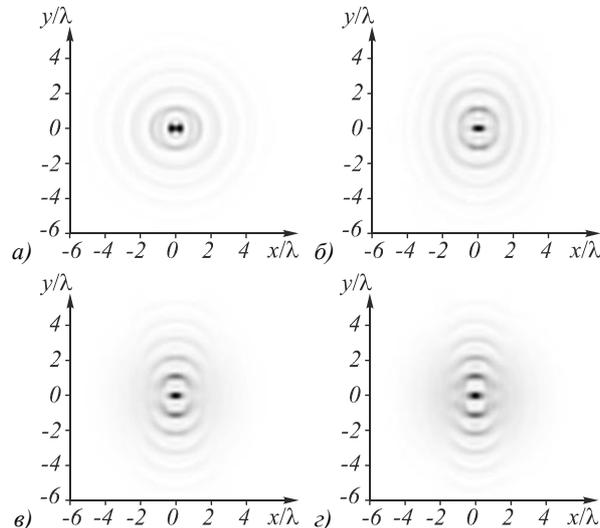


Рис. 2. Интенсивность в фокальной плоскости при прохождении Гауссова пучка через ЭЗП с эллиптичностью 100% (а), 80% (б), 70% (в) и 60% (г)

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 поперечное распределение интенсивности (плотности мощности) имеет вид эллипса или «гантели», вытянутых вдоль линии, параллельной плоскости поляризации начального светового поля, а поперечное распределение потока мощности (проекция вектора Умова–Пойнтинга на оптическую ось) имеет вид круга.
 2. С помощью моделирования FDTD-методом показано, что при субволновой фокусировке линейно-поляризованного света круглой зонной пластинкой с фокусным расстоянием, равным 0,05 длин волн, 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. Применение эллиптической зонной пластинки позволяет устранить гантелевидную форму интенсивности и получить пятно в форме эллипса с диаметрами по полуспаду $0,32\lambda \times 0,61\lambda$.

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 (References)

1. **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.
2. **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.
3. **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.
4. **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.
5. **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.
6. **Lin, H.** Generation of an axially super-resolved quasi-spherical 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.

SUBWAVELENGTH FOCUSING OF LINEARLY POLARIZED LIGHT BY ELLIPTIC ZONE PLATE

A.A. Kovalev

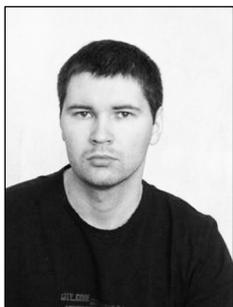
*Image Processing Systems Institute of the RAS,
Samara State Aerospace University named after Korolev S.P. (national research university)*

Abstract

Using plane wave expansion method it was cleared why elliptical shape of focal spot is obtained at measuring of intensity and circular shape at measuring of Umov–Poynting vector. It has been shown that bone-like focal spot can be partly corrected by elliptical zone plate generating light spot with a size of $0,32 \times 0,61$ wavelengths.

Key words: subwavelength focusing, elliptical focal spot, elliptical zone plate.

Сведения об авторе



Ковалёв Алексей Андреевич, 1979 года рождения, в 2002 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва. Кандидат физико-математических наук (2005 год), работает научным сотрудником Института систем обработки изображений РАН, является докторантом кафедры технической кибернетики СГАУ. В списке научных работ 50 статей. Область научных интересов: математическая теория дифракции, сингулярная оптика, фотонно-кристаллические устройства.

E-mail: alanko@smr.ru.

Alexey Andreevich Kovalev (b. 1979), graduated (2002) from the S.P. Korolyov Samara State Aerospace University. He received his Candidate in Physics & Maths degree (2005). He is a researcher at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences, holding a part-time position of assistant at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. He is co-author of 50 scientific papers. Research interests are mathematical diffraction theory, singular optics, and photonic crystal devices.