

Острая фокусировка пучков с посекторно-азимутальной поляризацией

Н.Н. Казаков

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

Самара, Россия

nikita37pobeditel@mail.ru

Аннотация — В работе рассмотрена острая фокусировка пучков с азимутальной поляризацией: классического азимутально-поляризованного пучка и пучка с L-линией сингулярности. С помощью численного решения интеграла Ричардса-Вольфа показано, что в остром фокусе таких пучков не наблюдается продольной компоненты у напряженности электрического поля.

Ключевые слова — острая фокусировка, цилиндрические векторные пучки, азимутальная поляризация, интеграл Ричардса-Вольфа.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время не ослабевает интерес [1-3] к цилиндрическим векторным пучкам [4], хотя в оптике они исследуются уже давно. Поляризация в поперечном сечении таких пучков непрерывно меняет своё направление, совершая полный оборот при изменении азимутального угла от 0 до 2π . Интерес к таким пучкам вызван в том числе их необычным поведением при острой фокусировке [4]. В работах, посвященных моделированию острой фокусировки света в дальней зоне, обычно используются формулы Ричардса-Вольфа [5, 6], так как они позволяют вычислить распределение отдельных составляющих вектора напряженности электрической компоненты светового поля в координатах выходного зрачка.

В данной работе с помощью формул Ричардса-Вольфа численно моделируется острая фокусировка цилиндрических векторных пучков с азимутальной поляризацией первого порядка и с L-линией неопределённости поляризации. Продемонстрировано, что в остром фокусе для этих пучков отсутствует продольная составляющая напряженности электрического поля. Ранее подобный эффект наблюдался только для азимутально-поляризованных пучков.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование было проведено через вычисление в среде Matlab интеграла Ричардса-Вольфа:

$$\mathbf{E}(\rho, \psi, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} B(\theta, \varphi) T(\theta) \mathbf{P}(\theta, \varphi) \times \exp\{ik[\rho \sin \theta \cos(\varphi - \psi) + z \cos \theta]\} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}(\rho, \psi, z)$ – напряжённость электрического поля в фокусе, $B(\theta, \varphi)$ – амплитуда электрического поля в выходном зрачке широкоапертурной оптической системы (θ – полярный угол, φ – азимутальный), $T(\theta)$ – функция аподизации линзы, f – фокусное расстояние, $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны (в моделировании считалась равной 633 нм), α – максимальный полярный угол, определяемый числовой апертурой линзы ($NA = \sin \alpha$), $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$ – вектор

поляризации для напряжённости электрического поля, имеющий вид:

$$\mathbf{P}(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \cos \varphi \end{bmatrix} a(\theta, \varphi) + \begin{bmatrix} \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ 1 + \sin^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \sin \varphi \end{bmatrix} b(\theta, \varphi), \quad (2)$$

где $a(\theta, \varphi)$ и $b(\theta, \varphi)$ – функции, описывающие состояние поляризации x - и y -компонент напряжённостей фокусируемых пучков.

Для простоты вычислений в моделировании считалось, что зонная пластинка ($T(\theta) = \cos(\theta)^{-3/2}$ [7], $NA = 0,95$) с фокусным расстоянием $f = 1$ фокусирует плоскую волну $B(\theta, \varphi) = 1$ в воздухе $n = 1$.

Рассмотрим далее фокусировку пучка с азимутальной поляризацией [4]:

$$\begin{aligned} a(\varphi) &= -\sin(\varphi), \\ b(\varphi) &= \cos(\varphi), \end{aligned} \quad (3)$$

и пучка с L-линией неопределённости поляризации [8] вида:

$$\begin{aligned} a(\varphi) &= \cos(2\varphi) - 1, \\ b(\varphi) &= \sin(2\varphi), \end{aligned} \quad (4)$$

где φ – азимутальный угол. Пучок (4) объединяет в себе векторный пучок второго порядка и линейно-поляризованный свет [8].

Отметим, что подставив (3) в (2) сразу видно, что продольная составляющая у пучка (3) получается нулевой. Аналогичный вывод можно получить аналитически и для пучка (4) после небольших тригонометрических преобразований.

Исследование фокусировки пучков заключается в оценке распределений полной интенсивности $I = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$ и её составляющих $I_x = |E_x|^2$, $I_y = |E_y|^2$, $I_z = |E_z|^2$. Результаты фокусировки пучка с азимутальной поляризацией приведены на рис. 1. На рис. 2 показаны результаты фокусировки пучка с L-линией неопределённости поляризации.

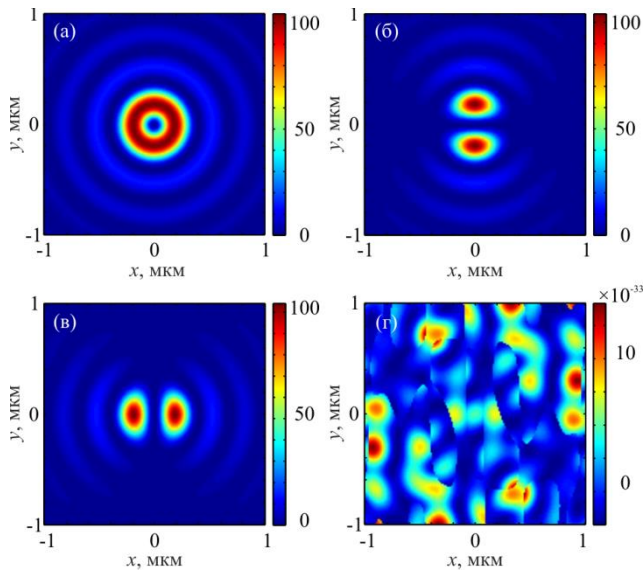


Рис. 1. Двумерные распределения интенсивности и её отдельных составляющих в фокусе пучка с азимутальной поляризацией первого порядка: I (а), I_x (б), I_y (в), I_z (г)

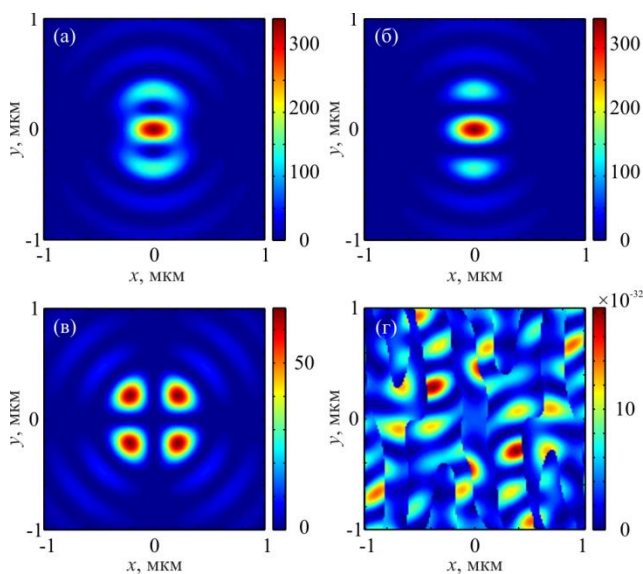


Рис. 2. Двумерные распределения интенсивности и её отдельных составляющих в фокусе пучка с L-линией неопределённости поляризации: I (а), I_x (б), I_y (в), I_z (г)

Из рис. 1 и 2 видно, что и у азимутально поляризованного пучка (3), и у пучка с L-линией неопределённости поляризации (4) продольная составляющая отсутствует. Поперечная компонента при

этом ведет себя разными способами: для азимутально-поляризованного пучка (3) распределение интенсивности имеет вид кольца, а для пучка (4) – на оси наблюдается пик интенсивности.

Стоит также отметить, что при фокусировке классических пучков с линейной или круговой поляризацией продольная компонента присутствует всегда [5,6].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе численно с помощью формул Ричардса-Вольфа была промоделирована острая фокусировка векторных пучков с азимутальной поляризацией и пучков с L-линией неопределённости поляризации. Было продемонстрировано, что в остром фокусе для этих пучков отсутствует продольная составляющая напряженности электрического поля. Ранее подобный эффект демонстрировался только для азимутально-поляризованных пучков.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Matsusaka, S. Micro-hole drilling by tightly focused vector beams / S. Matsusaka, Y. Kozawa, S. Sato // Optics Letters. – 2018. – Vol. 43(7). – P. 1542-1545. DOI: 10.1364/OL.43.001542.
- [2] Xiaoqiang, Z. Focusing properties of cylindrical vector vortex beams / Z. Xiaoqiang, C. Ruishan, W. Anting // Optics Communications. – 2018. – Vol. 414. – P. 10–15. DOI: 10.1016/j.optcom.2017.12.076.
- [3] Han, Y. Orbital angular momentum transition of light using a cylindrical vector beam / Y. Han, L. Chen, Y.-G. Liu, Z. Wang, H. Zhang, K. Yang, K.C. Chou // Optics Letters. – 2018. – Vol. 43(9). – P. 2146-2149. DOI: 10.1364/OL.43.002146. Zhan,
- [4] Zhan, Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // Advances in Optics and Photonics. – 2009. – Vol. 1(1). – P. 1-57. DOI: 10.1364/AOP.1.000001.
- [5] Richards, B. Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards, E. Wolf // Proceedings of the Royal Society of London. – 1959. – Vol. 253. – P. 358-379.
- [6] Debay, P. Das Verhalten von Lichtwellen in der Nähe eines Brennpunktes oder einer Brennlinie / P. Debay // Annalen der Physik. – 1909. – Vol. 335(14). – P. 755-776.
- [7] Davidson, N. High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens / N. Davidson, N. Bokor // Optics Letters. – 2004. – Vol. 29(12). – P. 1318-1320. DOI: 10.1364/OL.29.001318.
- [8] Kotlyar, V. Spin-Orbital Conversion with the Tight Focus of an Axial Superposition of a High-Order Cylindrical Vector Beam and a Beam with Linear Polarization / V. Kotlyar, S. Stafeev, V. Zaitsev, E. Kozlova // Micromachines. – 2022. – Vol. 13. – P.1112.