

Расходимость пучка в области обратного потока энергии

Д.Р. Субеев, С.С. Стафеев

Введение

В настоящее время достаточно большое количество работ посвящено изучению острой фокусировки лазерного излучения [1-3]. Такой интерес исследователей обусловлен наличием при такой фокусировке эффектов, которые не проявляются при обычном (параксиальном) распространении пучка. Например, в фокусном пятне может проявиться себя эффект обратного потока энергии [4].

В данной работе мы исследуем фокусировку и сходимость цилиндрического векторного пучка второго порядка, распространяющегося через объектив с высокой числовой апертурой на основе векторной теории дифракции Ричардса – Вольфа.

Теоретическое обоснование

В данной работе мы исследуем фокусировку цилиндрического векторного пучка второго порядка с помощью формул Ричардса – Вольфа [5]:

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

где (ρ, ψ, z) – цилиндрические координаты фокальной области, (θ, φ) – сферические угловые координаты выходного зрачка фокусирующей системы, $B(\theta, \varphi)$ – функция пропускания, $T(\theta)$ – функция аподизации зрачка, $P(\theta, \varphi)$ – матрица поляризации, $NA = n \sin(\alpha)$ – числовая апертура, n – показатель преломления среды, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, f – фокусное расстояние.

Матрица поляризации $P(\theta, \varphi)$ имеет следующий вид:

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

где $a(\theta, \varphi)$, $b(\theta, \varphi)$, – функции поляризации для x -, y - компонент падающего пучка.

Для цилиндрических векторных пучков высших порядков функции поляризации записываются как $a(\varphi) = \cos(n\varphi)$, $b(\varphi) = \sin(n\varphi)$. В данном исследовании будет рассмотрен второй порядок пучка $n=2$.

Численное моделирование по формулам Ричардса-Вольфа

Моделирование фокусировки по формуле (1) было произведено с помощью MATLAB. В моделировании считалось, что числовая апертура линзы $NA = 0,99$, длина волны фокусируемого света $\lambda = 532$ нм, показатель преломления $n=1$, функция пропускания $B(\theta, \varphi)=1$, функция аподизации зрачка $T(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$, волновой фронт фокусируемого пучка считался плоским. На рис. 1-2 показано распределение компонент вектора Пойнтинга в поперечной плоскости, находящейся на расстоянии $0,5\lambda$ от фокуса (одна из компонент $S_y = 0$).

Из рисунка 2 видно, что при острой фокусировке цилиндрического векторного пучка второго порядка на оси образуется область, в которой вектор Пойнтинга направлен противоположно направлению распространения пучка. Такая область носит название области обратного потока энергии [4]. Из рисунка 1 видно, что поперечная составляющая потока энергии меняет знак и как следствие свое направление: ближе к оси пучка она направлена к центру, а затем – от центра. То есть в области обычного (прямого) потока энергии пучок, как и положено, расходится, но в области обратного потока он ведет себя наоборот – он сходится.

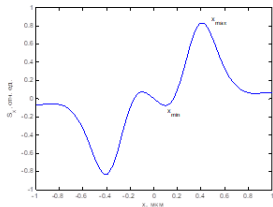


Рис. 1. Распределение поперечной компоненты вектора Пойнтинга S_x в плоскости, отдаленной от фокуса на расстояние $0,5\lambda$.

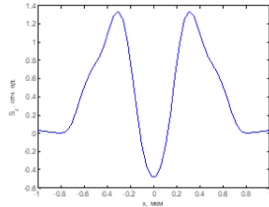


Рис. 2. Распределение продольной компоненты вектора Пойнтинга S_z в плоскости, отдаленной от фокуса на расстояние $0,5\lambda$.

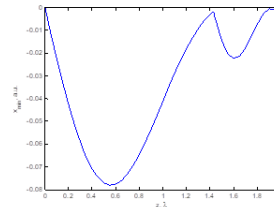


Рис. 3. График зависимости минимума компоненты вектора Пойнтинга S_x от расстояния до плоскости фокуса.

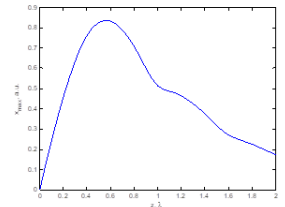


Рис. 4. График зависимости максимума компоненты вектора Пойнтинга S_x от расстояния до плоскости фокуса.

На рис. 3 и 4 показаны графики зависимости изменения максимума и минимума (обозначены как x_{\max} и x_{\min} на рисунке 1) поперечной компоненты вектора Пойнтинга S_x от расстояния до плоскости фокуса.

Из рисунков 3 и 4 видно, что при удалении от плоскости фокуса максимум расходимости пучка в области прямого потока совпадает с максимумом сходимости пучка в области обратного потока (примерно при $z=0,6\lambda$). На рисунке 3 есть еще один локальный максимум сходимости, который можно объяснить эффектом высокой числовой апертуры.

Заключение

С помощью формул Ричардса-Вольфа исследовалась фокусировка и сходимость цилиндрического векторного пучка второго порядка. Было показано, что в области обратного потока пучок сходится там, где в области прямого потока он расходится. Максимум расходимости пучка в области прямого потока совпадает с максимумом сходимости пучка в области обратного потока.

Благодарности: Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595)

Литература:

- [1] R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs, "Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam," Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 23, p. 233901, Dec. 2003.
- [2] T. Grosjean and I. Gauthier, "Longitudinally polarized electric and magnetic optical nano-needles of ultra high lengths," Opt. Commun., vol. 294, pp. 333–337, 2013.
- [3] H. Wang, L. Shi, B. Lukyanchuk, C. Sheppard, and C. T. Chong, "Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics," Nat. Photonics, vol. 2, no. 8, pp. 501–505, Aug. 2008.
- [4] V. V. Kotlyar, S. S. Stafеев, and A. G. Nalimov, "Energy backflow in the focus of a light beam with phase or polarization singularity," Phys. Rev. A, vol. 99, no. 3, p. 033840, Mar. 2019
- [5] B. Richards, E. Wolf, Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system, Proc. Roy. Soc. A 253 (1274) (1959) 358–379.