

## ПОВЕДЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ВЕКТОРА ПОЙНТИНГА ПРИ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКЕ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

С.С. Стафеев<sup>1,2</sup>, А.Г. Налимов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия,

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

### Аннотация

В данной статье моделировалась фокусировка оптических вихрей с длиной волны 532 нм и правой круговой поляризацией плоской дифракционной линзой с числовой апертурой 0,95. Моделирование осуществлялось с помощью формул Ричардса–Вольфа и методом FDTD. Рассматривалась фокусировка оптических вихрей с топологическими зарядами, равными  $\pm 1$  и  $\pm 2$ . Было показано, что при фокусировке оптических вихрей с круговой поляризацией широкоапертурной дифракционной линзой в фокусе можно наблюдать отрицательные значения продольной компоненты вектора Пойнтинга. При фокусировке оптических вихрей с правой круговой поляризацией и топологическими зарядами  $\pm 1$  и  $+2$  распределение отрицательных значений продольной компоненты вектора Пойнтинга имеет вид колец. Если же топологический заряд оптического вихря равен  $-2$ , то это распределение приобретает пиковый характер.

**Ключевые слова:** формулы Ричардса–Вольфа, FDTD-метод, оптический вихрь, «тракторный пучок».

**Цитирование:** Стафеев, С.С. Поведение продольной компоненты вектора Пойнтинга при острой фокусировке оптических вихрей с круговой поляризацией / С.С. Стафеев, А.Г. Налимов // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 2. – С. 190-196. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-190-196.

### Введение

В последние годы отмечается рост интереса исследователей к фокусировке оптических вихрей с азимутальной и радиальной поляризацией [1–9]. Так, например, в [1] было показано, что азимутально-поляризованный оптический вихрь образует фокусное пятно с площадью  $(0,147\lambda^2)$  на 13,5% меньше, чем радиально-поляризованный свет  $(0,17\lambda^2)$ . Аналогичный пучок использовался в работе [2] для формирования иглоподобного фокуса с большой глубиной  $(12\lambda)$  и субволновой шириной (изменялась от  $0,42\lambda$  до  $0,49\lambda$ ). А в работе [3] иглоподобный фокус имел диаметр по полуспаду  $0,38\lambda$ , а глубину  $7,48\lambda$ .

В статье [4] азимутально-поляризованный пучок проходил через спиральную фазовую пластинку, состоящую из нескольких колец, и фокусировался линзой с числовой апертурой  $NA=0,95$ . Полученное фокусное пятно обладало глубиной  $DOF=4,84\lambda$  и субволновой шириной  $FWHM=0,53\lambda$ . В [5] похожая спиральная фазовая пластинка, совмещенная с аксионом, использовалась для получения пятна с глубиной  $DOF=11\lambda$  и шириной  $FWHM=0,38\lambda$ .

Интересно, что при исследовании таких пучков внимание исследователей сосредоточено на достижении минимального размера фокусного пятна. Так как при вычислении интенсивности необходимо вычисление только электрической напряжённости в фокусе, то изучению поведения магнитной компоненты обычно уделяется мало внимания. Знание последней необходимо для изучения поведения вектора Пойнтинга. В соответствии с [10] сила, действующая на частицу, может быть вычислена как

$$\mathbf{F} = (k/2) \text{Im} \alpha \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*), \quad (1)$$

где  $k$  – волновое число,  $\alpha$  – поляризуемость частицы,  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – напряжённости электрического и магнитного полей соответственно. Из формулы (1) следует, что продольная составляющая силы будет пропорциональна продольной составляющей вектора Пойнтинга  $S_z$ . Если некоторый пучок в своём поперечном распределении  $S_z$  будет содержать отрицательную составляющую, то частица, подсвеченная таким пучком, должна двигаться в сторону источника света.

В работе [11] моделировалось прохождение света через металлинзу, осуществляющую поворот направления поляризации и фокусировку. Численно с помощью FDTD-метода было показано, что такая линза, освещаемая светом с круговой поляризацией, может формировать фокусное пятно, в котором поток энергии вдоль оси распространения пучка  $S_z$  имеет отрицательное значение. Отрицательные значения продольной компоненты  $S_z$  также наблюдались в статье [12], где рассматривались пучки Лагерра–Гаусса с круговой поляризацией.

В данной статье с помощью формул Ричардса–Вольфа моделировалась фокусировка оптических вихрей с длиной волны  $\lambda=532$  нм и правой [13] круговой поляризацией плоской дифракционной линзой с числовой апертурой  $NA=0,95$ . Результаты, полученные с помощью формул Ричардса–Вольфа, качественно совпадали с результатами, полученными методом FDTD, реализованным в программном обеспечении FullWave. Рассматривалась острая фокусировка оптических вихрей с топологическими зарядами, равными  $\pm 1$  и  $\pm 2$ . Было показано, что при фокусировке оптических вихрей с круговой поляризацией широкоапертурной дифракционной линзой в фокусе можно наблюдать отрицательные значения продольной компоненты вектора Пойнтинга. При фокусировке опти-

ческих вихрей с правой круговой поляризацией и топологическими зарядами  $\pm 1$  и  $\pm 2$  распределение отрицательных значений продольной компоненты вектора Пойнтинга имеет вид колец. Если же топологический заряд оптического вихря равен  $-2$ , то это распределение приобретает пиковый характер.

### 1. Методы, используемые для численного моделирования

В рамках данной работы было проведено несколько серий численных моделирований двумя способами: в первом случае использовалось численное нахождение интегралов Ричардса–Вольфа в среде Matlab, а во втором – метод FDTD, реализованный в программном обеспечении FullWave. Метод FDTD использовался для качественной проверки результатов, полученных первым способом.

$$\mathbf{P}(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} [1 + \cos^2 \varphi (\cos \theta - 1)] a(\theta, \varphi) + \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) b(\theta, \varphi) \\ \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) a(\theta, \varphi) + [1 + \sin^2 \varphi (\cos \theta - 1)] b(\theta, \varphi) \\ -\sin \theta \cos \varphi a(\theta, \varphi) - \sin \theta \sin \varphi b(\theta, \varphi) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

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

Для простоты вычислений в моделировании считалось, что зонная пластинка ( $T(\theta) = \cos^{-3/2}\theta$  [15],  $NA = 0,95$ ) фокусирует плоскую волну  $B(\theta, \varphi) = 1$ . После прохождения такой волны спиральной фазовой пластинки она преобразуется в оптический вихрь с  $B(\theta, \varphi) = \exp\{im\varphi\}$ , где  $m$  – топологический заряд оптического вихря. С помощью формул Ричардса–Вольфа рассматривалась фокусировка оптических вихрей с топологическими зарядами  $m$ , равными  $\pm 1$  и  $\pm 2$ . В случае отрицательных значений  $m$  топология вихря и поляризации совпадали.

Продольная составляющая вектора Пойнтинга вычислялась как

$$S_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[ (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_z \right] = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_x H_y^* - E_y H_x^*), \quad (4)$$

а интенсивность – как  $I = (\mathbf{E} \mathbf{E}^*)$ .

Для проверки решения, полученного с помощью интегралов Ричардса–Вольфа, производилось моделирование методом FDTD, реализованным в программном обеспечении FullWave, фокусировки плоской волны, умноженной на функцию пропускания зонной пластинки Френеля и функцию оптического вихря  $\exp\{im\varphi\}$ . Методом FDTD моделировались вихри с топологическими зарядами  $m$ , равными  $+1$  и  $-1$ . Функция пропускания зонной пластинки рассчитывалась из соображений, что её фокусное расстояние равно  $532$  нм, а фокусируемый свет имеет длину волны  $532$  нм. Так как ставилось целью только качественное сравнение результатов, полученных разными методами, то числовая апертура такой линзы не подбиралась равной числовой апертуре линзы, моделируемой по формулам Ричардса–Вольфа. На рис. 1 показана фаза моделируемой зонной пластинки: белым цветом показана нулевая фаза, а чёрным – фаза, равная  $\pi$ . Шаг сет-

Интегралы Ричардса–Вольфа имеют вид [14]:

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

где  $\mathbf{U}(\rho, \psi, z)$  – напряжённость электрического или магнитного полей,  $B(\theta, \varphi)$  – электрическое или магнитное поле на входе широкоапертурной системы в координатах выходного зрачка ( $\theta$  – полярный угол,  $\varphi$  – азимутальный),  $T(\theta)$  – функция аподизации линзы,  $f$  – фокусное расстояние,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число (длина волны при моделировании считалась равной  $\lambda = 532$  нм),  $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$  – матрица поляризации, для напряжённости электрического и магнитного полей имеющая вид:

ки вдоль всех координат считался равным  $\lambda/30$ . Размеры рассчитываемой области  $8,6 \times 8,6 \times 1,532$  мкм. На краях вычисляемой области помещались идеально согласованные слои (PML) толщиной  $0,5$  мкм.

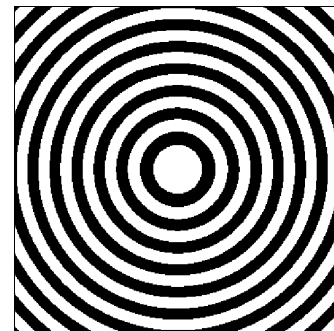


Рис. 1. Фаза бинарной зонной пластинки Френеля ( $0; \pi$ ). Размер изображения –  $8 \times 8$  мкм

### 2. Фокусировка оптического вихря с круговой поляризацией

Для правой круговой поляризации функции поляризации напряженности электрического поля в уравнении (3) будут иметь вид  $a(\theta, \varphi) = 1$  и  $b(\theta, \varphi) = i$ , а для напряжённости магнитного поля –  $a(\theta, \varphi) = -i$  и  $b(\theta, \varphi) = 1$ .

Результаты фокусировки оптического вихря с топологическим зарядом  $m = 1$  приведены на рис. 2–3: распределение интенсивности – на рис. 2, а продольной компоненты вектора Пойнтинга  $S_z$  – на рис. 3.

Из рисунков видно, что при фокусировке оптического вихря круговой поляризации с топологическим зарядом  $m = 1$  распределение в фокусе и интенсивности, и продольной компоненты вектора Пойнтинга  $S_z$  имеет вид кольца. При этом проекция вектора  $S_z$  в кольцах минимумов приобретает отрицательные значения (на рис. 3б, в отмечены штриховкой).

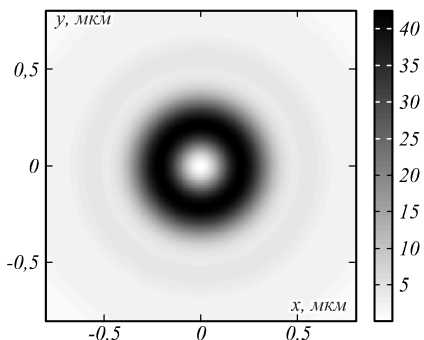


Рис. 2. Интенсивность в фокусе при фокусировке оптического вихря с круговой поляризацией и топологическим зарядом  $m = 1$

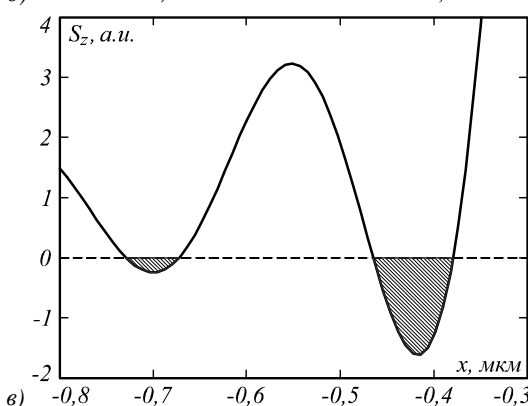
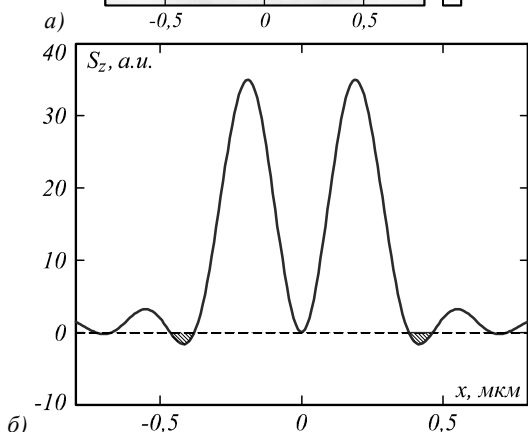
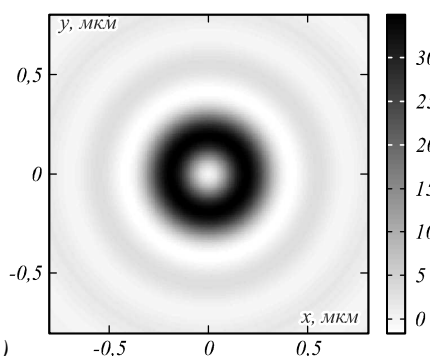


Рис. 3. Распределение в фокусе продольной составляющей вектора Пойнтинга  $S_z$  при фокусировке оптического вихря с топологическим зарядом  $m = 1$  (а), сечение вдоль оси  $x$  (б), увеличенный фрагмент вблизи области с отрицательными значениями  $S_z$  (в)

Этот факт подтверждается и моделированием методом FDTD, результаты которого приведены на рис. 4.

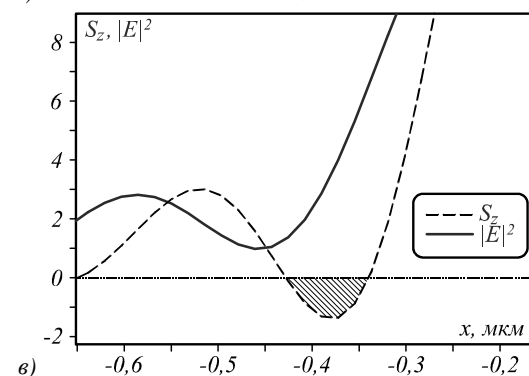
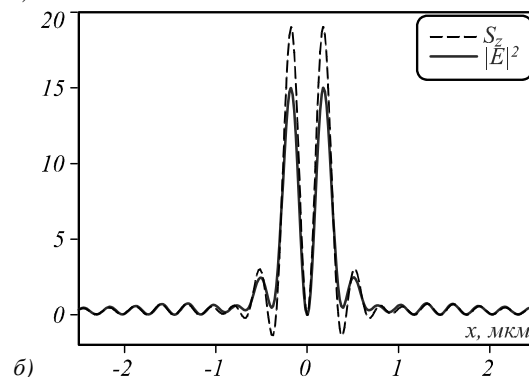
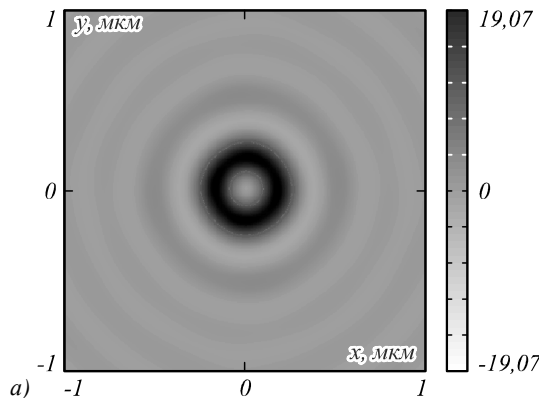


Рис. 4. Распределение продольной составляющей вектора Пойнтинга  $S_z$  (а), его сечение (пунктирная кривая) и сечение интенсивности (сплошная кривая) (б) при фокусировке оптического вихря с топологическим зарядом  $m = 1$ , рассчитанные FDTD-методом, увеличенный фрагмент вблизи области отрицательных значений  $S_z$  (в)

Отметим, что непосредственно на оси (при  $x=0$ ) отрицательных значений  $S_z$  не наблюдается ни при моделировании методом FDTD (рис. 4), ни при нахождении значений интеграла Ричардса–Вольфа (рис. 3).

При смене знака у топологического заряда оптического вихря  $m=-1$ , отрицательные значения в проекции  $S_z$  значительно уменьшаются, хотя и не исчезают совсем. На рис. 5 показано распределение продольной компоненты вектора Пойнтинга  $S_z$  и его сечение, рассчитанные с помощью формул Ричардса–Вольфа, а на рис. 6 – рассчитанные методом FDTD.

Рассмотрим теперь фокусировку оптического вихря с топологическим зарядом  $m=2$ . Характер распределения продольной составляющей вектора Пойнтинга в этом случае также не меняется – имеет кольцевой вид (рис. 7).

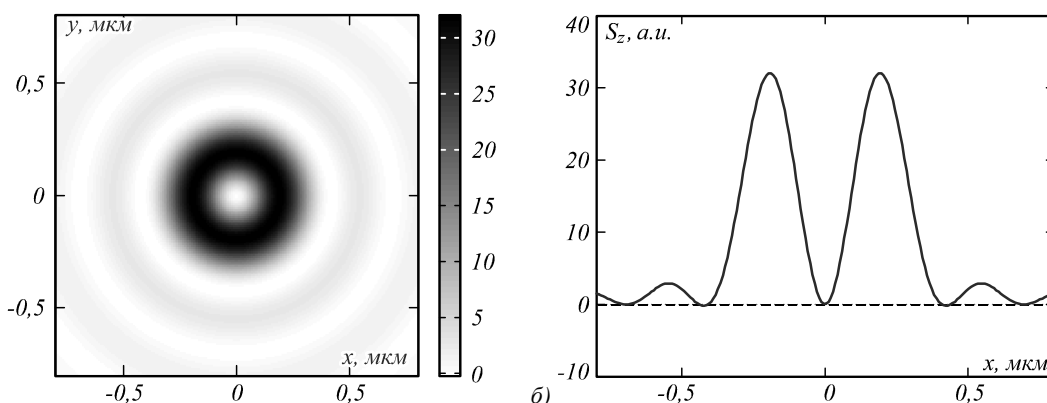


Рис. 5. Распределение в фокусе продольной составляющей вектора Пойнтинга  $S_z$  при фокусировке оптического вихря с топологическим зарядом  $m = -1$  (а), сечение вдоль оси  $x$  (б)

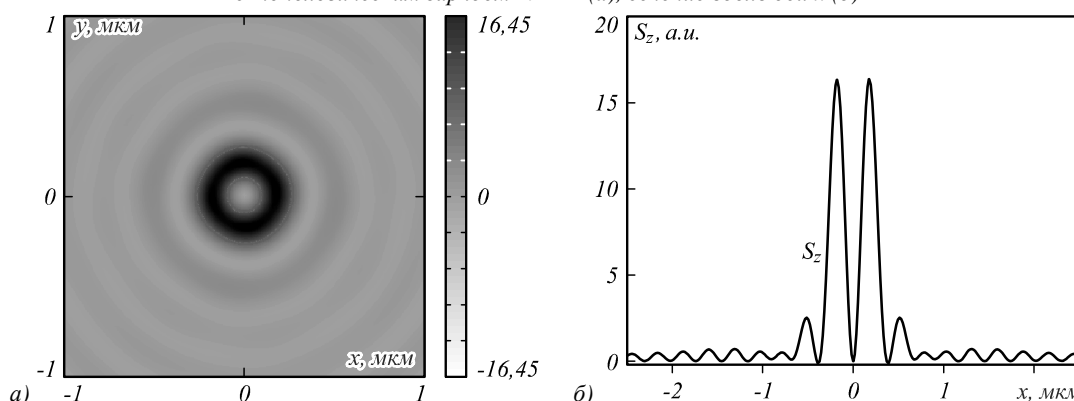


Рис. 6. Распределение продольной составляющей вектора Пойнтинга  $S_z$  (а) и его сечение (б) при фокусировке оптического вихря с топологическим зарядом  $m = -1$ , рассчитанные FDTD-методом

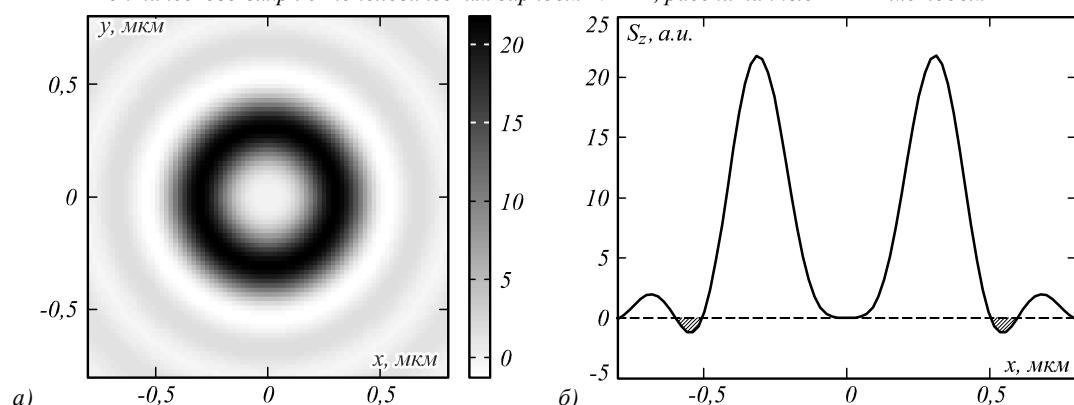


Рис. 7. Распределение продольной составляющей вектора Пойнтинга  $S_z$  при фокусировке оптического вихря с топологическим зарядом  $m = 2$  (а), сечение вдоль оси  $x$  (б). Расчёт с помощью формул Ричардса–Вольфа

Интересно, что смена знака топологического заряда оптического вихря на  $m = -2$  приводит в данном случае к качественно другому распределению вектора Пойнтинга – пиковому. Распределение интенсивности, рассчитанное по формулам Ричардса–Вольфа, в этом случае приведено на рис. 8, а распределение  $S_z$  – на рис. 9.

Из рис. 9б видно, что в этот раз распределение отрицательных значений продольной компоненты вектора Пойнтинга приобретает пиковый характер – ярко выраженный минимум  $S_z$  на оптической оси.

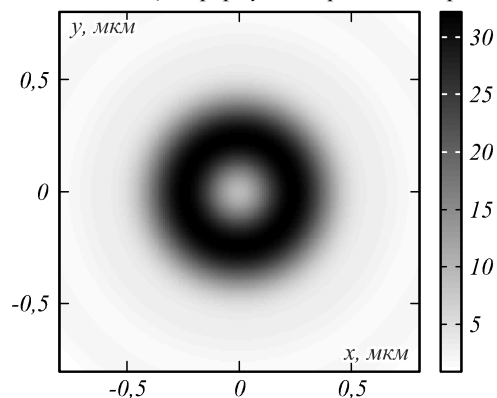


Рис. 8. Распределение интенсивности при фокусировке оптического вихря с топологическим зарядом  $m = -2$

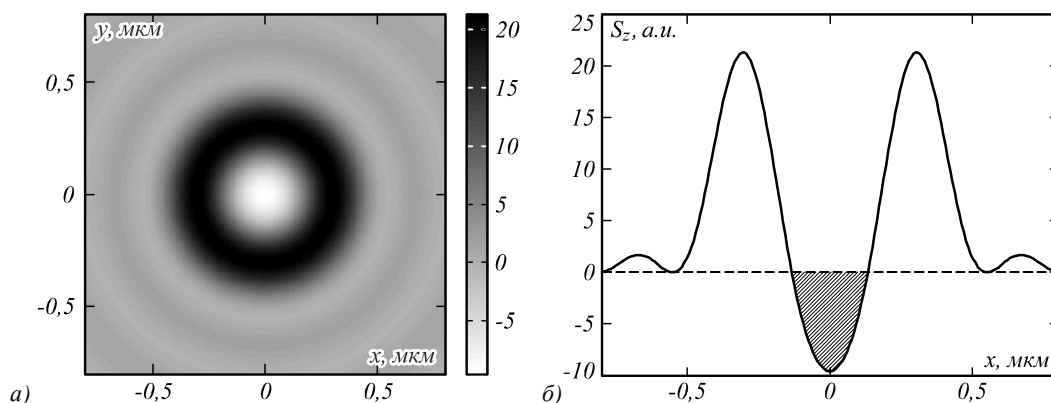


Рис. 9.  $S_z$  при фокусировке оптического вихря с топологическим зарядом  $m = -2$  (а) и его сечение вдоль оси  $x$  (б)

### Заключение

В данной статье нами с помощью формул Ричардса–Вольфа моделировалась фокусировка оптических вихрей с длиной волны  $\lambda = 532$  нм и правой круговой поляризацией плоской дифракционной линзой с числовой апертурой  $NA = 0,95$ . Результаты, полученные с помощью формул Ричардса–Вольфа, качественно совпадали с результатами, полученными методом FDTD, реализованным в программном обеспечении FullWave. Рассматривалась острая фокусировка оптических вихрей с топологическими зарядами, равными  $\pm 1$  и  $\pm 2$ . Было показано, что при фокусировке оптических вихрей с круговой поляризацией широкоапертурной дифракционной линзой в фокусе можно наблюдать отрицательные значения продольной компоненты вектора Пойнтинга. При фокусировке оптических вихрей с правой круговой поляризацией и топологическими зарядами  $\pm 1$  и  $+2$  распределение отрицательных значений продольной компоненты вектора Пойнтинга имеет вид колец. Если же топологический заряд оптического вихря равен  $-2$ , то это распределение приобретает пиковый характер.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26) и грантов РФФИ № 16-47-630483, 17-47-630417, 17-47-630420, 17-42-630008, 18-07-01122, 18-07-01124, 18-07-01380 в части моделирования методом FDTD и при поддержке гранта РНФ 18-19-00595 в части моделирования с помощью формул Ричардса–Вольфа.

### Литература

1. **НАО, Х.** Phase encoding for sharper focus of the azimuthally polarized beam / X. Hao, C. Kuang, T. Wang, X. Liu // Optics Letters. – 2010. – Vol. 35, Issue 23. – P. 3928-3930. – DOI: 10.1364/OL.35.003928.
2. **Цин, Ф.** Shaping a subwavelength needle with ultra-long focal length by focusing azimuthally polarized light // F. Qin, K. Huang, J. Wu, J. Jiao, X. Luo, C. Qiu, M. Hong // Scientific Reports. – 2015. – Vol. 5. – 09977. – DOI: 10.1038/srep09977.
3. **Ванг, С.** Ultralong pure longitudinal magnetization needle induced by annular vortex binary optics / S. Wang, X. Li,

- J. Zhou, M. Gu // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39, Issue 17. – P. 5022-5025. – DOI: 10.1364/OL.39.005022.
4. **Юань, Г.Х.** Nondiffracting transversally polarized beam / G.H. Yuan, S.B. Wei, X.-C. Yuan // Optics Letters. – 2011. – Vol. 36, Issue 17. – P. 3479-3481. – DOI: 10.1364/OL.36.003479.
5. **Суриш, П.** Generation of a strong uniform transversely polarized nondiffracting beam using a high-numerical-aperture lens axicon with a binary phase mask / P. Suresh, C. Mariyal, K.B. Rajesh, T.V.S. Pillai, Z. Jaroszewicz // Applied Optics. – 2013. – Vol. 52, Issue 4. – P. 849-853. – DOI: 10.1364/AO.52.000849.
6. **Анита, Г.Т.** Effect of coma on tightly focused cylindrically polarized vortex beams / G.Th. Anita, N. Umamageswari, K. Prabakaran, T.V.S. Pillai, K.B. Rajesh // Optics & Laser Technology. – 2016. – Vol. 76. – P. 1-5. – DOI: 10.1016/j.optlastec.2015.07.002.
7. **Юань, Г.Х.** Generation of nondiffracting quasi-circular polarization beams using an amplitude modulated phase hologram / G.H. Yuan, S.B. Wei, X.-C. Yuan // Journal of the Optical Society of America A. – 2011. – Vol. 28, Issue 8. – P. 1716-1720. – DOI: 10.1364/JOSAA.28.001716.
8. **Чен, З.** 4Pi focusing of spatially modulated radially polarized vortex beams / Z. Chen, D. Zhao // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37, Issue 8. – P. 1286-1288. – DOI: 10.1364/OL.37.001286.
9. **Ндагано, В.** Beam quality measure for vector beams / B. Ndagano, H. Sroor, M. McLaren, C. Rosales-Guzmán, A. Forbes // Optics Letters. – 2016. – Vol. 41, Issue 15. – P. 3407-3410. – DOI: 10.1364/OL.41.003407.
10. **Сухов, С.** On the concept of “tractor beams” / S. Sukhov, A. Dogariu // Optics Letters. – 2010. – Vol. 35, Issue 22. – P. 3847-3849. – DOI: 10.1364/OL.35.003847.
11. **Котляр, В.В.** Формирование и фокусировка векторного оптического вихря с помощью металлинзы / В.В. Котляр, А.Г. Налимов // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 5. – С. 645-654. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-645-654.
12. **Монтейро, П.В.** Angular momentum of focused beams: Beyond the paraxial approximation / P.B. Monteiro, P.A.M. Neto, H.M. Nussenzveig // Physical Review A. – 2009. – Vol. 79, Issue 3. – 033830. – DOI: 10.1103/PhysRevA.79.033830.
13. **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – 2-е изд. – М.: Наука, 1973.
14. **Ричардс, В.** Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards, E. Wolf // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 1959. –

Vol. 253, Issue 1274. – P. 358-379. – DOI: 10.1098/rspa.1959.0200.  
 15. 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, Issue 12. – P. 1318-1320. – DOI: 10.1364/OL.29.001318.

### Сведения об авторах

**Стафеев Сергей Сергеевич**, 1985 года рождения. В 2009 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и физика». Кандидат физико-математических наук с 2012 года. Научный сотрудник лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, разностное решение уравнений Максвелла, оптика ближнего поля. E-mail: [sergey.stafeev@gmail.com](mailto:sergey.stafeev@gmail.com). ORCID: 0000-0002-7008-8007

**Налимов Антон Геннадьевич**, 1980 года рождения, окончил Самарский государственный аэрокосмический университет в феврале 2003 года по специальности «Физика». Поступил в очную аспирантуру СГАУ по специальности 05.13.18 «Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ» в 2003 году, окончил её по специальности 01.04.05 «Оптика» в 2006 году. Работает на кафедре технической кибернетики Самарского университета в должности доцента, в Институте систем обработки изображений РАН – филиале ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в должности научного сотрудника. Кандидат физико-математических наук, соавтор 78 работ и 3 патентов. E-mail: [anton@smr.ru](mailto:anton@smr.ru).

ГРНТИ: 29.31.01.

Поступила в редакцию 26 февраля 2018 г. Окончательный вариант – 20 апреля 2018 г.

## LONGITUDINAL COMPONENT OF THE POYNTING VECTOR OF A TIGHTLY FOCUSED OPTICAL VORTEX WITH CIRCULAR POLARIZATION

S.S. Stafeev<sup>1,2</sup>, A.G. Nalimov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Samara, Russia,

<sup>2</sup> Samara National Research University, Samara, Russia

### Abstract

We numerically investigated the focusing of optical vortices with the wavelength  $\lambda = 532$  nm and right-hand circular polarization by using a diffractive lens with the numerical aperture  $NA = 0.95$ . The simulation was carried out using the Richards-Wolf formulae and the FDTD-method. The focusing of optical vortices with topological charges equal to  $\pm 1$  and  $\pm 2$  was investigated. It was shown that the focusing of optical vortices with circular polarization by a wide-aperture diffractive lens can produce an intensity distribution with the negative value of the longitudinal component of the Poynting vector.

**Keywords:** Richards-Wolf formulae, FDTD-method, optical vortex, tractor beam.

**Citation:** Stafeev SS, Nalimov AG. Longitudinal component of the Poynting vector of a tightly focused optical vortex with circular polarization. Computer Optics 2018; 42(2): 190-196. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-190-196.

**Acknowledgements:** This work was supported by the Federal Agency of Scientific Organizations (Agreement No 007-Г3/Ч3363/26) and by the Russian Foundation of Basic Research (RFBR), grant No. 16-47-630483, 17-47-630417, 17-47-630420, 17-42-630008, 18-07-01122, 18-07-01124, 18-07-01380 in part of FDTD-simulation and by the Russian Science Foundation (grant 18-19-00595) in part of simulation using Richards-Wolf formulae.

### References

- [1] Hao X, Kuang C, Wang T, Liu X. Phase encoding for sharper focus of the azimuthally polarized beam. Opt Lett 2010; 35(23): 3928-3930. DOI: 10.1364/OL.35.003928.
- [2] Qin F, Huang K, Wu J, Jiao J, Luo X, Qiu C, Hong M. Shaping a subwavelength needle with ultra-long focal length by focusing azimuthally polarized light. Sci Rep 2015; 5: 09977. DOI: 10.1038/srep09977.
- [3] Wang S, Li X, Zhou J, Gu M. Ultralong pure longitudinal magnetization needle induced by annular vortex binary optics. Opt Lett 2014; 39(17): 5022-5025. DOI: 10.1364/OL.39.005022.
- [4] Yuan GH, Wei SB, Yuan X-C. Nondiffracting transversally polarized beam. Opt Lett 2011; 36(17): 3479-3481. DOI: 10.1364/OL.36.003479.
- [5] Suresh P, Mariyal C, Rajesh KB, Pillai TVS, Jaroszewicz Z. Generation of a strong uniform transversely polarized nondiffracting beam using a high-numerical-aperture lens axicon with a binary phase mask. Appl Opt 2013; 52(4): 849-853. DOI: 10.1364/AO.52.000849.
- [6] Anita GT, Umamageswari N, Prabakaran K, Pillai TVS, Rajesh KB. Effect of coma on tightly focused cylindrically polarized vortex beams. Opt Laser Technol 2016; 76: 1-5. DOI: 10.1016/j.optlastec.2015.07.002.
- [7] Yuan GH, Wei SB, Yuan X-C. Generation of nondiffracting quasi-circular polarization beams using an amplitude

- modulated phase hologram. JOSA A 2011; 28(8): 1716-1720. DOI: 10.1364/JOSAA.28.001716.
- [8] Chen Z, Zhao D. 4Pi focusing of spatially modulated radially polarized vortex beams. Opt Lett 2012; 37(8): 1286-1288. DOI: 10.1364/OL.37.001286.
- [9] Ndagano B, Sroor H, McLaren M, Rosales-Guzmán C, Forbes A. Beam quality measure for vector beams. Opt Lett 2016; 41(15): 3407-3410. DOI: 10.1364/OL.41.003407.
- [10] Sukhov S, Dogariu A. On the concept of “tractor beams”. Opt Lett 2010; 35(22): 3847-3849. DOI: 10.1364/OL.35.003847.
- [11] Kotlyar VV, Nalimov AG. A vector optical vortex generated and focused using a metalens. Computer Optics 2017; 41(5): 645-654. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-645-654.
- [12] Monteiro PB, Neto PAM, Nussenzveig HM. Angular momentum of focused beams: Beyond the paraxial approximation Phys Rev A 2009; 79(3): 033830. DOI: 10.1103/PhysRevA.79.033830.
- [13] Born M, Wolf E, Principles of Optics. 6-th ed. – Pergamon, 1986.
- [14] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 1959; 253(1274): 358-379. DOI: 10.1098/rspa.1959.0200.
- [15] Davidson N, Bokor N. High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens. Opt Lett 2004; 29(12): 1318-1320. DOI: 10.1364/OL.29.001318.

#### *Author's information*

**Sergey S. Stafeev** (b. 1985) received Master's degree in Applied Mathematics and Physics in Samara State Aerospace University (2009). He received his PhD in 2012. He is researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Scientific interests: diffractive optics, FDTD method, near-field optics. E-mail: [sergey.stafeev@gmail.com](mailto:sergey.stafeev@gmail.com). ORCID: 0000-0002-7008-8007.

**Anton Gennadyevich Nalimov** (b. 1980), graduated from Samara State Aerospace University in February, 2003. Entered in postgraduate study in 2003 on speciality 05.13.18 “Mathematical Modeling and Program Complexes”, finished it in 2006 with speciality 01.04.05 “Optics”. A.G. Nalimov works on Technical Cybernetics department in Samara National Research University as an associate professor, works as a scientist in the Image Processing Systems Institute – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Candidate in Physics and Mathematics, coauthor of 78 papers and 3 inventions. E-mail: [anton@smr.ru](mailto:anton@smr.ru).

*Received February 26, 2018. The final version – April 20, 2018.*