

УДК 535.42

ИССЛЕДОВАНИЕ ВСТРЕЧНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ОСТРОСФОКУСИРОВАННЫХ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

© 2014 С.Н. Хонина^{1,2}, Н.С. Фидирко²¹ Институт систем обработки изображений РАН, г.Самара² Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)

Поступила в редакцию 20.06.2014

Рассмотрено формирование трехмерных распределений интенсивности на основе встречной интерференции остросфокусированных вихревых пучков с различной поляризацией. Показано, что при использовании узкой кольцевой апертуры вдоль оптической оси формируется цепочка повторяющихся конфигураций. Формой этих конфигураций можно управлять за счет поляризации и фазовой структуры. При использовании гауссовых мод в зависимости от поляризации, порядка вихревой сингулярности и дополнительного фазового набега можно формировать трехмерные распределения, обладающие сферической симметрией.

Ключевые слова: острая фокусировка, встречная интерференция, трёхмерное распределение интенсивности, поляризация, вихревая фазовая функция, узкая кольцевая апертура, гауссовые моды.

ВВЕДЕНИЕ

Формирование различных трёхмерных распределений интенсивности остросфокусированного лазерного излучения актуально в задачах оптического захвата и манипулирования, микроскопии и записи данных [1-3]. Для уменьшения поперечного размера фокального пятна используется острая фокусировка с использованием высокоапертурных объективов. Однако продольный размер фокального пятна $\Delta z \approx \lambda n / NA^2$ (λ – длина волны, n – показатель преломления среды, NA – числовая апертура фокусирующей системы) даже в предельном случае оказывается в два раза больше поперечного $\Delta r \approx \lambda / (2NA)$.

Трёхмерный анализ формируемых полей значительно упрощается, когда вклад одного из компонентов электрического поля значительно превышает остальные. Добиться такого фактически скалярного режима можно различными способами. В частности, для радиальной поляризации наложение узкой кольцевой диафрагмы [4], пропускающей в основном периферийные лучи, или дополнение линзы аксионом [5] максимизирует вклад продольного компонента. Однако в обоих случаях ещё больше уменьшается поперечный размер фокального пятна и увеличивается продольный размер.

Для решения этой проблемы были предложены различные способы, в большинстве своем основанные на эффекте интерференции [6-9]. Кро-

Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института систем обработки изображений РАН, профессор кафедры технической кибернетики СГАУ. E-mail: khonina@smr.ru
Фидирко Никита Сергеевич, студент.
E-mail: xfocuse@gmail.com

ме того, в этом случае можно аннулировать вклад определённых компонентов в фокальной (или другой заданной) плоскости при использовании интерференции встречных пучков.

На данный момент разработано множество оптических схем, реализующих тот или иной тип интерференции встречных пучков. Среди них можно выделить несколько основных типов, использующих конфокальную линзовую систему или отражение от зеркала [8-10].

В каждом случае можно добиться избирательного сложения или вычитания соответствующих компонентов электромагнитного поля у встречных пучков в определённой плоскости за счёт фазовой модуляции [11, 12], выбора поляризации [13, 14] или специальных отражающих и преломляющих элементов [9, 15, 16].

В работах [17, 18] было аналитически и численно показано, что с помощью одной кольцевой диафрагмы специально подобранный ширины и радиуса можно формировать сферические (имеющие одинаковый размер по всем направлениям) распределения интенсивности на основе встречной интерференции остросфокусированных вихревых пучков.

В данной работе рассматривается более широкий спектр освещающих пучков, включающий гауссовые моды, и проводится анализ результатов расчета.

1. КОМПОНЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ОСТРОФОКУСИРОВАННОГО ВИХРЕВОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

При острой фокусировке поле в фокальной плоскости:

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

где (ρ, φ, z) – цилиндрические координаты фокальной области, (θ, ϕ) – сферические угловые координаты выходного зрачка фокусирующей системы, α – максимальное значение азимутального угла, связанное с числовой апертурой системы, $B(\theta, \phi)$ – функция пропускания, $T(\theta)$ – функция аподизации зрачка (для апланатических систем $T(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$), $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, l – длина волны, f – фокусное расстояние, $\mathbf{P}(\theta, \phi)$ – матрица поляризации, которая для декартовых компонентов выглядит следующим образом:

$$\mathbf{P}_d(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \phi (\cos \theta - 1) & \sin \phi \cos \phi (\cos \theta - 1) & \cos \phi \sin \theta \\ \sin \phi \cos \phi (\cos \theta - 1) & 1 + \sin^2 \phi (\cos \theta - 1) & \sin \phi \sin \theta \\ -\sin \theta \cos \phi & -\sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_x(\phi) \\ c_y(\phi) \\ c_z(\phi) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

В работе [18] была выписана аналогичная матрица для цилиндрических компонентов электрического поля.

Для вихревых полей:

$$B(\theta, \phi) = R(\theta) \exp(im\phi) \quad (3)$$

выражение (1) упрощается:

$$\mathbf{E}_m(\rho, \varphi, z) = -i^{m+1} \exp(im\phi) kf \int_0^{\alpha} R(\theta) T(\theta) \mathbf{Q}_m(\rho, \varphi, \theta) \sin \theta \exp(ikz \cos \theta) d\theta, \quad (4)$$

где компоненты вектора $\mathbf{Q}_m(\rho, \varphi, \theta)$ зависят от поляризации $\mathbf{C}(\phi)$ падающего пучка и представляют собой суперпозиции функций Бесселя различного порядка [19].

В частности, при использовании декартовых компонентов, выражение вектора в (4) имеют следующий вид ($t = k\rho \sin \theta$):

– для линейной x -поляризации:

$$\mathbf{Q}_m^{lin-x}(\rho, \varphi, \theta) = \begin{bmatrix} J_m(t) + \frac{1}{4} [2J_m(t) - e^{i2\phi} J_{m+2}(t) - e^{-i2\phi} J_{m-2}(t)] (\cos \theta - 1) \\ \frac{i}{4} [e^{i2\phi} J_{m+2}(t) - e^{-i2\phi} J_{m-2}(t)] (\cos \theta - 1) \\ -\frac{i}{2} [e^{i\phi} J_{m+1}(t) - e^{-i\phi} J_{m-1}(t)] \sin \theta \end{bmatrix}, \quad (5)$$

– для круговой “±” поляризации:

$$\mathbf{Q}_m^{cir\pm}(\rho, \varphi, \theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} J_m(t) + \frac{1}{2} [J_m(t) - e^{\pm i2\phi} J_{m\pm 2}(t)] (\cos \theta - 1) \\ \pm i \left\{ J_m(t) + \frac{1}{2} (J_m(t) + e^{\pm i2\phi} J_{m\pm 2}(t)) (\cos \theta - 1) \right\} \\ \mp i e^{\pm i\phi} J_{m\pm 1}(t) \sin \theta \end{bmatrix}, \quad (6)$$

– для радиальной поляризации:

$$\mathbf{Q}_m^{rad}(\rho, \varphi, \theta) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} i [e^{i\phi} J_{m+1}(t) - e^{-i\phi} J_{m-1}(t)] \cos \theta \\ \left[e^{i\phi} J_{m+1}(t) + e^{-i\phi} J_{m-1}(t) \right] \cos \theta \\ -2J_m(t) \sin \theta \end{bmatrix}, \quad (7)$$

– для азимутальной поляризации:

$$\mathbf{Q}_m^{az}(\rho, \varphi, \theta) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \left[e^{i\phi} J_{m+1}(t) + e^{-i\phi} J_{m-1}(t) \right] \\ -i [e^{i\phi} J_{m+1}(t) - e^{-i\phi} J_{m-1}(t)] \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Далее рассмотрим формирования трехмерных структур на основе встречной интерференции световых в режиме острой фокусировки.

2. ЗЕРКАЛЬНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ

На данный момент разработано множество оптических схем, реализующих тот или иной тип интерференции встречных пучков. Среди них можно выделить несколько основных типов, использующих конфокальную линзовую систему или отражение от зеркала [8-10].

В работе [8] описана схема, позволяющая складывать поперечные компоненты двух полей и вычитать продольные компоненты. Если второе поле имеет фазовый сдвиг на π , то, наоборот, продольные компоненты будут складываться, а поперечные вычитаться [9, 11, 12].

Интерференцию за счет зеркального отражения (рис. 1) можно в общем виде представить в следующей записи:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{mr}^d(x, y, z) &= \\ &= \mathbf{E}_1(x, y, z) + \exp(ib) \mathbf{E}_2(x, y, z) = \\ &= \begin{cases} E_{1x}(x, y, z) + e^{ib} E_{1x}(x, y, -z) \\ E_{1y}(x, y, z) + e^{ib} E_{1y}(x, y, -z) \\ E_{1z}(x, y, z) - e^{ib} E_{1z}(x, y, -z) \end{cases}. \end{aligned} \quad (9)$$

При $b=\pi$ знаки в выражении (9) меняются на противоположные.

Далее проводится расчет и анализ интерференции (9) для выбранных типов поляризации

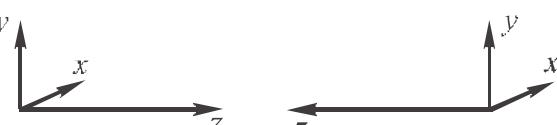


Рис. 1. Системы координат при интерференции встречных пучков за счёт зеркального отражения

при наличии в падающем пучке вихревой фазовой функции определённого порядка.

3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Данный случай соответствует выражению (4) при $m=0$ и является наиболее привлекательным с практической точки зрения, т.к. в этом случае не требуется дополнительных оптических элементов для внесения вихревой фазы в освещающий пучок.

Известно [4], что использование узкой кольцевой апертуры, блокирующей практически все центральные лучи, проходящие через объектив, усиливает остроту фокусировки. Поэтому сначала мы рассмотрим результаты расчета для освещдающего пучка, ограниченного такой узкой апертурой, которые приведены в Табл. 1. Размер картин в фокальной области, как в поперечном, так и в продольном сечении одинаковый, и равен $4l^2/4l$.

Как следует из результатов расчета, при использовании узкой кольцевой апертуры вдоль оптической оси формируется длинная цепочка повторяющихся конфигураций. Изменение значения b в (9) позволяет смещать цепочку вдоль оси. Вид получающихся конфигураций зависит от типа используемой поляризации.

Во всех случаях, кроме линейной поляризации, формируемые распределения имеют цилиндрическую симметрию.

Особенностью азимутальной поляризации при $m=0$ является принципиальное отсутствие

продольной компоненты, поэтому возможны ситуации, когда в поперечной плоскости отсутствует какая-либо энергия, т.е. происходит полная деструктивная интерференция встречных пучков.

Из Табл. 1 видно, что формирование сферических (имеющие одинаковый размер по всем направлениям) распределений интенсивности в случае использования узкой кольцевой апертуры невозможен.

В работах [17, 18] для этого использовались достаточно широкие кольцевые диафрагмы, специально подобранные по ширине и радиусу. Параметры диафрагмы подбирались так, чтобы согласовать протяженность объемного распределения интенсивности как в продольном, так и поперечном направлениях.

Однако если не пытаться соблюсти строгое равенство размеров по различным направлениям, и удовлетвориться примерным равенством, то формировать объемно-симметричные фигуры можно с помощью Гауссова пучка следующего вида:

$$R(\theta) = \frac{\theta}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}\right), \quad (10)$$

где θ_0 – параметр, определяющий размер перетяжки Гауссова пучка.

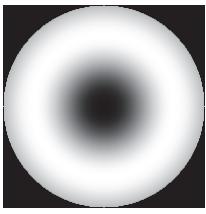
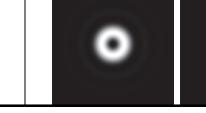
В этом случае согласовывать размеры светового распределения в фокальной области можно меняя параметр θ_0 .

В Табл. 2 показаны результаты расчета для освещдающего пучка (10) при $\theta_0 = \pi/2$. Как видно, при круговой и радиальной поляризациях

Таблица 1. Распределение интенсивности при различных поляризациях освещдающего пучка, ограниченного узкой кольцевой апертурой.

Вид пучка	Тип поляризации	Поперечное распределение в фокусе (z=0) $ \mathbf{E}(x, y, 0) ^2$		Продольное распределение в плоскости y=0 $ \mathbf{E}(x, 0, z) ^2$	
		b=0	b=π	b=0	b=π
	x-линейная				
	круговая <→>				
	радиальная				
	азимутальная				

Таблица 2. Распределение интенсивности при различных поляризациях освещдающего пучка (10)

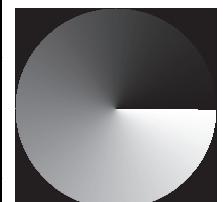
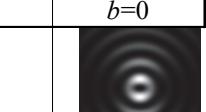
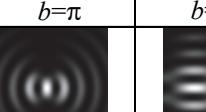
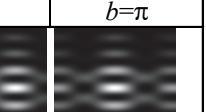
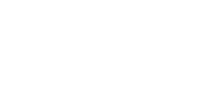
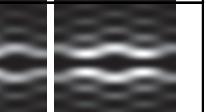
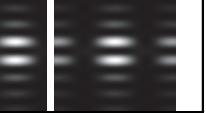
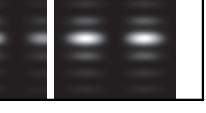
Вид пучка	Тип поляризации	Поперечное распределение в фокусе (z=0) $ \mathbf{E}(x, y, 0) ^2$		Продольное распределение в плоскости y=0 E(x, 0, z) ²	
		b=0	b=π	b=0	b=π
	x-линейная				
	круговая «↔»				
	радиальная				
	азимутальная				

возможно формирование световых шаров субволнового размера (картины в фокальной области, как в поперечном, так и в продольном сечении имеют размер $4\lambda \times 4\lambda$). Такие распределения удобны для устойчивого (сильного) захвата микроЭкспонентов.

4. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Рассмотрим выражение (4) при $m=1$, что соответствует внесению в пучок вихревой фазы. Это требует использования дополнительных оп-

Таблица 3. Распределение интенсивности при различных поляризациях освещдающего пучка, ограниченного узкой кольцевой апертурой, при наличии фазовой сингулярности первого порядка ($m=1$)

Вид пучка (интенсивность и фаза)	Тип поляризации	Поперечное распределение в фокусе (z=0) $ \mathbf{E}(x, y, 0) ^2$		Продольное распределение в плоскости y=0 E(x, 0, z) ²	
		b=0	b=π	b=0	b=π
 	x-линейная				
	круговая «↔»				
	круговая «+»				
	радиальная				
	азимутальная				

тических элементов, однако существенно расширяет возможности трёхмерного формирования.

В табл. 3 показаны результаты использования узкой кольцевой апертуры. В этом случае вдоль оптической оси формируются повторяющиеся цепочки различных конфигураций. Нужно отметить существенное различие форм, формируемых при круговой поляризации различного знака. При совпадении направления поляризации и фазовой вихревой сингулярности получается полая световая трубка с меняющимся диаметром. При различных направлениях поляризации и вихревой сингулярности формируется цепочка цельных и полых звеньев, в которые удобно захватывать частицы различного типа.

В табл. 4 показаны результаты расчета для освещдающего пучка (10) при $\theta_0 = \pi/2$. Как видно, при круговой, радиальной и азимутальной поляризациях возможно формирование световых распределений, обладающих сферической симметрией – цельных и полых световых шаров. Полые световые ловушки перспективны для неразрушающего захвата органических микрообъектов. Так как генерация лазерных пучков с круговой поляризацией значительно проще, чем с радиальной или азимутальной, данный факт упрощает разработку оптических ловушек различного назначения.

В табл. 5 и 6 показаны результаты расчета для мод Гаусса-Лагерра более высокого порядка. Такие распределения можно получить как внутривибраторными способами, так и за счет преобразования фундаментальной гауссовой моды различными оптическими элементами. Так как

амплитудное распределение мод выглядит как набор узких кольцевых апертур, то в этом случае невозможно формирование сферических фигур, однако осевые световые цепочки в этом случае отличаются большим разнообразием.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена встречная интерференция острофокусированных пучков различного типа и поляризации.

Показано, что при использовании узкой кольцевой апертуры вдоль оптической оси формируется цепочка повторяющихся конфигураций. Формой этих конфигураций можно управлять за счет поляризации и фазовой структуры. Такие световые цепочки удобны для протяженного захвата микрочастиц различного типа.

Аналогичные распределения получаются при использовании мод Гаусса-Лагерра более высокого порядка. Это связано с амплитудным распределением мод, которое выглядит как набор узких кольцевых апертур.

При использовании фундаментального гауссова пучка в зависимости от поляризации, порядка вихревой сингулярности и дополнительного фазового набега можно формировать высокоэффективные трехмерные распределения, обладающие сферической симметрией. При этом возможно формирование как цельных, так и полых световых шаров. Полые световые ловушки перспективны для неразрушающего захвата органических микрообъектов.

Таблица 4. Распределение интенсивности при различных поляризациях освещдающего пучка (10) при наличии фазовой сингулярности первого порядка ($m=1$).

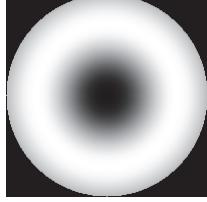
Вид пучка (интенсивность и фаза)	Тип поляризации	Поперечное распределение в фокусе $(z=0)$ $ \mathbf{E}(x, y, 0) ^2$		Продольное распределение в плоскости $y=0$ $ \mathbf{E}(x, 0, z) ^2$	
		$b=0$	$b=\pi$	$b=0$	$b=\pi$
 	x-линейная				
	круговая <→>				
	радиальная				
	азимутальная				

Таблица 5. Распределение интенсивности при различных поляризациях освещдающего пучка, представляющего собой моду Гаусса-Лагерра (1,1)

	мода Гаусса-Лагерра (1,1)		мода Гаусса-Лагерра (1,1) с компенсацией фазового вихря	
<i>x</i> -линейная поляризация				
круговая «→» поляризация				
радиальная поляризация				
азимутальная поляризация				

Таблица. 6. Распределение интенсивности при различных поляризациях освещдающего пучка, представляющего собой моду Гаусса-Лагерра (3,2)

	мода Гаусса-Лагерра (3,2)		мода Гаусса-Лагерра (3,2) с компенсацией фазового вихря	
<i>x</i> -линейная поляризация				
круговая «→» поляризация				
радиальная поляризация				
азимутальная поляризация				

Отсутствие вихревой составляющей в пучках является привлекательным с практической точки зрения, т.к. внесение в пучок вихревой фазы требует использования дополнительных оптических элементов. Однако наличие вихревых составляющих расширяет возможности формирования трёхмерных распределений.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 13-07-00266.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dienerowitz M., Dholakia K. Optical manipulation of nanoparticles: a review // J. Nanophotonics. 2008. V.2. P.021875.
2. Martínez-Corral, M., Saavedra G. The resolution challenge in 3D optical microscopy // Prog. Opt. 2009. V.53. P. 1–67.
3. Toward terabyte two-photon 3D disk / E. Walker, A. Dvornikov, K. Coblenz, S. Esener, and P. Rentzepis // Opt. Express. 2007. - V.15. - P. 12264–12276.
4. Sharper focus for a radially polarized light beam / R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. 2003. V.91. P. 233901.
5. Khonina S.N. Simple phase optical elements for narrowing of a focal spot in high-numerical-aperture conditions // Optical Engineering 52(9), 091711-7pp (2013).
6. Hell S., Stelzer E.H.K. Fundamental improvement of resolution with a 4Pi-confocal fluorescence microscope using two-photon excitation // Opt. Commun. 1992. V. 93. P. 277-282.
7. Nagorni M., Hell S.W. Coherent use of opposing lenses for axial resolution increase in fluorescence microscopy. I. Comparative study of concepts // J. Opt. Soc. Am. A. 2001. V.18, No.1. P. 36-48.
8. Comparison of I5M and 4Pi-microscopy / J.J. Bewersdorf, R. Schmidt, S.W. Hell // J. Microscopy. 2006. V.222. P. 105–117.
9. Isotropic diffraction-limited focusing using a single objective lens / E. Mudry, E.Le Moal, P. Ferrand, P.C. Chaumet, and A. Sentenac // Physical Review Letters. 2010. V.105, No.20. P. 203903.
10. Sandeau N., Giovannini H. Arrangement of a 4Pi microscope for reducing the confocal detection volume with two-photon excitation // Opt. Commun. 2006. V. 264. P. 123–129.
11. Bokor N., Davidson N. Toward a spherical spot distribution with 4p focusing of radially polarized light // Optics Letters. 2004. V. 29, No. 17. P. 1968-1970.
12. Chen Z., Zhao D. 4pi focusing of spatially modulated radially polarized vortex beams // Optics Letters. 2012. V. 37, No. 8. P. 1286-1288.
13. Bokor N., Davidson N. A three dimensional dark focal spot uniformly surrounded by light // Opt. Commun. 2007. V. 279, P. 229–234.
14. Polarization effects in 4Pi microscopy / C.J.R. Sheppard, W. Gong, K. Si // Micron. 2011. V.42. P. 353–359.
15. Bokor N., Davidson N. 4pi focusing with single paraboloid mirror // Opt. Commun. - 2008. V. 281, P. 5499–5503.
16. Continuous manipulation of doughnut focal spot in a large scale / X. Hao, C. Kuang, Y. Li, and X. Liu // Optics Express. 2012. V. 20, No. 12. P. 12692-12698.
17. Khonina S.N. and Golub I. Engineering the smallest 3D symmetrical bright and dark focal spots // J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 30, No. 10, 2029-2033 (2013).
18. Khonina S.N., Ustinov A.V., Volotovsky S.G. Shaping of spherical light intensity based on the interference of tightly focused beams with different polarizations // Optics & Laser Technology V. 60, pp. 99–106 (2014)
19. Khonina S.N., Volotovsky S.G. Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures // J. Opt. Soc. Am. A Vol.27, No.10, 2188-2197 (2010)
17. Хонина С.Н., Устинов А.В. Формирование тонкой световой трубки при острой фокусировке азимутально-поляризованного излучения // Известия Самарского научного центра РАН. 2012. Т. 14. № 6. С. 279-284.

RESEARCH OF INTERFERENCE OF SHARP-FOCUSED ONCOMING BEAMS WITH DIFFERENT POLARIZATIONS

© 2014 S.N. Khonina^{1,2}, N.S. Fidirko²

¹ Image Processing Systems Institute of the RAS, Samara

² Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolyov
(National Research University)

We consider formation of three-dimensional distributions of intensity by means of interference of sharp-focused oncoming vortex beams with different polarization. It is shown, that at use of the narrow ring aperture the chain of repeating configurations is formed along the optical axis. The form of these configurations can be changed by polarization and phase structure. When Gaussian beams are used it is possible to form the three-dimensional distributions possessing spherical symmetry depending on polarization, the vortex order and additional phase.

Keywords: sharp focusing, interference of oncoming beams, three-dimensional intensity distribution, polarization, vortex phase, narrow ring aperture, Gaussian beams.

Svetlana Khonina, Doctor of Physics and Mathematics, Leading Research Fellow. E-mail: khonina@smr.ru
Nikita Fidirko, Student. E-mail: xfocuse@gmail.com