

# Представление смещённых вихревых пучков произвольного порядка в виде комбинации несмещённых вихрей

А.В. Устинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт систем обработки изображений РАН - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Молодогвардейская 151, Самара, Россия, 443001

**Аннотация.** В данном докладе исследуется фокусировка пучков со смещённым вихрем произвольного порядка. Для этих целей мы используем следующую математическую модель: пучок представляется в виде комбинации пучков с несмещённым вихрем. Теоретически показано, что оптический вихрь произвольного целого порядка  $m$ , смещённый внутри некоторого осесимметричного пучка, эквивалентен конечной сумме несмещённых вихрей порядков от 0 до  $m$  включительно. Если порядок смещённого вихревого пучка является нецелым, то сумма становится бесконечной.

Численное моделирование проводилось в условиях острой фокусировки в приближении Дебая. Картины сфокусированных смещённых вихревых пучков, полученные в процессе численного моделирования, независимо от порядка вихря и смещения имеют качественно одинаковый вид - форму полумесяца. Для получения фокальных картин другого типа в качестве освещающего пучка можно использовать оптический вихрь противоположного знака. Полученные результаты исследований актуальны для многоканальных систем связи, основанных на разделении лазерных пучков, несущих орбитальный угловой момент.

## 1. Введение

Вихревые пучки чувствительны к различным отклонениям в фокусирующих оптических системах – наклону, смещению от оптической оси, присутствию других аберраций. Заметим, что преобразования, вносимые неидеальными оптическими системами, могут использоваться в положительном аспекте. В частности, наклон падающего пучка или линзы [1-4], наличие астигматизма или эллиптичности [5,6], а также использование цилиндрических линз [7] вносят в вихревой пучок искажения, позволяющие визуализировать его топологический заряд. Конверторы, основанные на астигматических преобразованиях, позволяют формировать вихревые пучки из невихревых распределений [8-10]. Наличие некоторых других аберраций в фокусирующей системе позволяет уменьшить размер фокального пятна при острой фокусировке вихревых пучков [11-13]. Несоосность в оптической системе может приводить к «развалу» оптических вихрей высоких порядков на несколько вихревых составляющих первого порядка [14]. Аналогичный эффект наблюдается при отклонении длины волны освещающего пучка от базовой, а также при погрешностях высоты рельефа дифракционного оптического элемента [15]. Вихревой пучок первого порядка в этом случае становится асимметричным [14-16]. Как правило, порядок оптического вихря вместо целого становится дробным [15, 17, 18].

Смещённые от оптической оси вихревые пучки также представляют интерес при острой фокусировке, так как в этом случае в фокальной области формируется пучок с зигзагообразной (вращающейся) траекторией распространения максимума интенсивности [19]. Заметим, что в работе [19] рассматривался только вихревой пучок первого порядка.

Внеосевые вихревые пучки различных порядков удобно формировать с помощью бинарных вилкообразных решёток, основанных на интерференции вихревого пучка с наклонным плоским пучком (несущей пространственной частоты) [20, 21]. В этом случае можно одновременно формировать множество различных пучков, распространяющихся под углами к оптической оси. Такие многопорядковые (многоканальные) оптические элементы используются для оптического разложения лазерных полей по некоторому базису, в том числе по угловым гармоникам [22-24].

В данной работе выполнено теоретическое и численное исследование фокусировки смещённых вихревых пучков произвольного порядка. При численном моделировании рассматривается острая фокусировка смещённого вихревого поля в приближении Дебая [25]. Полученные результаты исследований актуальны для оптических систем связи, основанных на разделении лазерных пучков, несущих орбитальный угловой момент [26-31].

## 2. Теоретическое рассмотрение смещённых вихревых пучков

Вектор электрического поля в фокальной области описывается следующим уравнением [25]:

$$\mathbf{E}(u, v, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} B(\theta, \phi) T(\theta) \mathbf{P}(\theta, \phi) \exp[ik(x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi + z \cos \theta)] \sin \theta d\theta d\phi, \quad (1)$$

где  $(u, v, z)$  – прямоугольные координаты в фокальной области,  $(\theta, \phi)$  – сферические угловые координаты на выходном зрачке фокусирующей системы,  $\theta_{\max}$  – максимальный азимутальный угол, связанный с числовой апертурой (NA) системы,  $B(\theta, \phi)$  – функция пропускания,  $T(\theta)$  – функция аподизации зрачка ( $T(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$  для апланатических систем),  $\mathbf{P}(\theta, \phi)$  – поляризационный вектор в плоскости выходного зрачка,  $k=2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $f$  – фокусное расстояние.

Для лазерных пучков с радиальной симметрией и вихревой фазой  $m$ -го порядка  $B(\theta, \phi) = R(\theta) \exp(im\phi)$ . Тогда уравнение (1) можно упростить [32]:

$$\mathbf{E}_m(\rho, \varphi, z) = -ikf \int_0^{\theta_{\max}} R(\theta) T(\theta) \mathbf{Q}_m(\rho, \varphi, \theta) \sin \theta \exp(ikz \cos \theta) d\theta, \quad (2)$$

где  $(\rho, \varphi, z)$  – цилиндрические координаты в фокальной области, а компоненты вектора  $\mathbf{Q}_m(\rho, \varphi, \theta)$  зависят от вектора поляризации падающего пучка и представляют собой суперпозицию функций Бесселя различных порядков [13].

В данном докладе мы рассматриваем входное поле в виде смещённых оптических вихрей произвольного порядка внутри некоторого осесимметричного пучка. Запишем его сначала в декартовых координатах:

$$B(x, y) = R(\sqrt{x^2 + y^2}) \sum_p \left( (x - x_p) + i(y - y_p) \right)^{Q_p} = R(\sqrt{x^2 + y^2}) \sum_p \left( (x + iy) - (x_p + iy_p) \right)^{Q_p}. \quad (3)$$

При целых  $Q_p$  выражение (3) можно преобразовать, используя формулу степени бинома:

$$B(x, y) = R(\sqrt{x^2 + y^2}) \sum_p \left( \sum_{l=0}^{Q_p} (-1)^l C_{Q_p}^l \cdot (x + iy)^{Q_p - l} (x_p + iy_p)^l \right). \quad (4)$$

То есть, смещённый вихрь порядка  $Q_p$  эквивалентен конечной сумме несмещённых вихрей порядков от 0 до  $Q_p$  включительно. Из этого следует, что с алгебраической точки зрения, если игнорировать громоздкость получаемых итоговых выражений, мы можем использовать уже известные аналитические выражения, полученные для несмещённого вихря. Если  $Q_p$  нецелое, то сумма станет бесконечной, и будет включать несмещённые оптические вихри всех порядков одного знака. Далее удобнее перейти к рассмотрению в полярных координатах:

$$\begin{aligned}
B(r, \phi) &= R(r) \sum_p \left( (r \cos \phi - r_p \cos \phi_p) + i (r \sin \phi - r_p \sin \phi_p) \right)^{Q_p} = R(r) \sum_p \left( r e^{i\phi} - r_p e^{i\phi_p} \right)^{Q_p} \\
&= R(r) \sum_p \left( \sum_{l=0}^{Q_p} (-1)^l C_{Q_p}^l \cdot (r e^{i\phi})^{Q_p-l} (r_p e^{i\phi_p})^l \right).
\end{aligned} \quad (5)$$

Для некоторых значений  $Q_p$  выпишем представление в явном виде:

$$\begin{aligned}
B_1(r, \phi) &= R(r) (r e^{i\phi} - r_0 e^{i\phi_0}); \\
B_2(r, \phi) &= R(r) (r e^{i\phi} - r_0 e^{i\phi_0})^2 = R(r) \left[ (r e^{i\phi})^2 - 2r_0 e^{i\phi_0} r e^{i\phi} + (r_0 e^{i\phi_0})^2 \right]; \\
B_3(r, \phi) &= R(r) (r e^{i\phi} - r_0 e^{i\phi_0})^3 = R(r) \left[ (r e^{i\phi})^3 - 3r_0 e^{i\phi_0} (r e^{i\phi})^2 + 3(r_0 e^{i\phi_0})^2 r e^{i\phi} - (r_0 e^{i\phi_0})^3 \right]
\end{aligned} \quad (6)$$

Как хорошо видно, суперпозиция состоит из вихревых пучков с одинаковым направлением вращения. В этом случае картины независимо от порядка вихря и смещения будут выглядеть примерно одинаково асимметрично - как полумесяц [19], напоминая картины для дробных порядков [33]. Это ожидаемо, так как оптический вихрь дробного порядка можно представить как бесконечный ряд по целым порядкам [16].

Чтобы получить картины другого типа, например «ромашки» [23], необходимо сформировать суперпозицию оптических вихрей различных направлений вращения. Например, в качестве освещающего пучка можно использовать смещённый оптический вихрь противоположного знака:

$$B(r, \phi) = (r e^{-i\phi} - r_s e^{-i\phi_s})^{Q_s} \sum_p (r e^{i\phi} - r_p e^{i\phi_p})^{Q_p}. \quad (7)$$

В частности, для  $Q_s=1$  и  $Q=2$  получим:

$$\begin{aligned}
B(r, \phi) &= (r e^{-i\phi} - r_s e^{-i\phi_s}) \left[ (r e^{i\phi})^2 - 2r_0 e^{i\phi_0} r e^{i\phi} + (r_0 e^{i\phi_0})^2 \right] = \\
&= \left[ e^{i\phi} r^3 - 2r_0 e^{i\phi_0} r^2 + (r_0 e^{i\phi_0})^2 e^{-i\phi} r \right] - r_s e^{-i\phi_s} (r e^{i\phi} - r_0 e^{i\phi_0})^2.
\end{aligned} \quad (8)$$

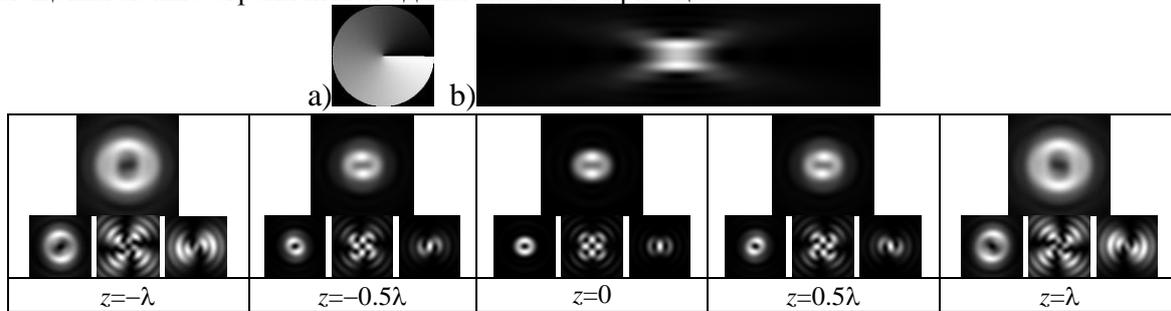
Второе слагаемое с точностью до коэффициента аналогично освещению безвихревым пучком. А первое слагаемое можно переписать в виде:

$$\left[ e^{i\phi} r^3 - 2r_0 e^{i\phi_0} r^2 + (r_0 e^{i\phi_0})^2 e^{-i\phi} r \right] = 2(r_0 e^{i\phi_0})^2 \cos(\phi) r + e^{i\phi} \left[ r^3 - r(r_0 e^{i\phi_0})^2 \right] - 2r_0 e^{i\phi_0} r^2. \quad (9)$$

Отсюда видно, что картина будет содержать «гантель». Очевидно, при больших значениях  $Q_s$  будут присутствовать «ромашки» с различным числом лепестков.

### 3. Численное моделирование

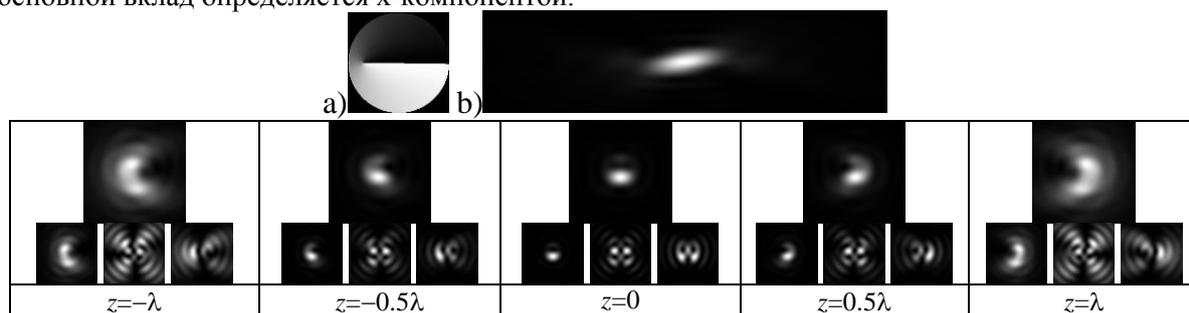
В данном разделе приведены результаты численного моделирования с использованием выражений (1)-(2) для линейной поляризации. Заметим, что при изменении поляризации в условиях острой фокусировки поле будет меняться [34], но для наблюдения эффектов смещения можно ограничиться одним типом поляризации.



**Рисунок 1.** Острая фокусировка линейно-поляризованного центрированного вихревого пучка первого порядка: а) входная фаза, б) продольное распределение общей интенсивности, в) поперечные распределения общей и покомпонентных интенсивностей на различных расстояниях.

На рис. 1 показаны результаты острой фокусировки линейно-поляризованного центрированного вихревого пучка первого порядка. Очевидно, линейная поляризация вносит определенную асимметрию [35] в интенсивность пучка даже в фокальной плоскости ( $z=0$ ). Вне фокальной плоскости наблюдаются дополнительные изменения формы пучка, связанные не только с расфокусировкой пучка, но и различной динамикой изменений различных компонент электромагнитного поля. На рисунках 1в) и 2в) в первом ряду общая интенсивность, а во втором ряду слева направо интенсивности X-, Y- и Z-компонент.

На рис. 2 показаны аналогичные результаты для смещенного вихревого пучка первого порядка. По картине продольного распределения общей интенсивности (рис. 2б) видно, что максимум пучка распространяется под углом к оптической оси. В фокальной области на различных расстояниях формируется типичная картина вращающегося полумесяца [19], при этом основной вклад определяется x-компонентой.



**Рисунок 2.** Острая фокусировка линейно-поляризованного смещенного вихревого пучка первого порядка: а) входная фаза, б) продольное распределение общей интенсивности, в) поперечные распределения общей и покомпонентных интенсивностей на различных расстояниях.

Заметим, что в работе [19] рассматривался только вихревой пучок первого порядка. Чтобы рассмотреть фокусировку сразу нескольких вихревых пучков различных порядков, можно воспользоваться многопорядковым ДОЭ [22, 23]. Его функция пропускания согласована с набором оптических вихрей  $\Psi_m(x, y) = \exp(im\varphi) = \exp(im \tan^{-1}(y/x))$  с различными несущими частотами ( $\alpha, \beta$ ):

$$\tau(x, y) = \sum_{p=1}^P \Psi_{m_p}(x, y) \exp[i(\alpha_p x + \beta_p y)]. \quad (10)$$

#### 4. Заключение

Теоретически показано, что оптический вихрь произвольного целого порядка  $m$ , смещенный внутри некоторого осесимметричного пучка, эквивалентен конечной сумме несмещенных вихрей порядков от 0 до  $m$  включительно. Если смещенный оптический вихрь имеет нецелый порядок, то сумма станет бесконечной, и будет включать несмещенные оптические вихри всех порядков одного знака. В этом случае картины независимо от порядка вихря и смещения будут выглядеть примерно одинаково асимметрично - как полумесяц. Чтобы получить картины другого типа необходимо сформировать суперпозицию оптических вихрей различных направлений вращения. Например, использовать в качестве освещающего пучка смещенный оптический вихрь противоположного знака.

Для численного исследования рассматриваемых эффектов одновременно при нескольких оптических вихрях различных порядков, направлений вращения и поляризации, можно использовать многопорядковый дифракционный оптический элемент в условиях острой фокусировки в приближении Дебая. Численно показано, что в зависимости от типа освещающего пучка и порядка вихревой фазовой сингулярности можно значительно менять вид вращающихся распределений интенсивности в фокальной области.

Полученные результаты исследований актуальны для систем связи, основанных на разделении лазерных пучков, несущих орбитальный угловой момент, учитывая искажения и/или блуждания вихревых пучков в турбулентной или случайной среде.

## 5. Литература

- [1] Bin, Z. Diffraction property of an axicon in oblique illumination / Z. Bin, L. Zhu // *Appl. Opt.* – 1998. – Vol. 37. – P. 2563-2568.
- [2] Thaning, A. Diffractive axicons in oblique illumination: Analysis and experiments and comparison with elliptical axicons / A. Thaning, Z. Jaroszewicz, A.T. Friberg // *Appl. Opt.* – 2003. – Vol. 42. – P. 9-17.
- [3] Khonina, S.N. Astigmatic Bessel laser beams / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, K. Jefimovs, P. Paakkonen, J. Turunen // *Journal of Modern Optics.* – 2004. – Vol. 51(5). – P. 677-686.
- [4] Bendersky, A. Modification of the structure of Bessel beams under oblique incidence / A. Bendersky, F. Perez Quintian, M.A. Rebollo // *Journal of Modern Optics.* – 2008. – Vol. 55(15). – P. 2449-2456.
- [5] Cai, Y. Hollow elliptical Gaussian beam and its propagation through aligned and misaligned paraxial optical systems / Y. Cai, Q. Lin // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2004. – Vol. 21. – P. 1058-1065.
- [6] Kotlyar, V.V. Elliptic Laguerre-Gaussian beams / V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, A.A. Almazov, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Turunen // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2006. – Vol. 23. – P. 43-56.
- [7] Anguiano-Morales, M. Transformation of Bessel beams by means of a cylindrical lens / M. Anguiano-Morales // *Applied Optics.* – 2009. – Vol. 48. – P. 4826-4831.
- [8] Abramochkin, E. Beams transformations and nontransformed beams / E. Abramochkin, V. Volostnikov // *Optics Communications.* – 1991. – Vol. 83. – P. 123-135.
- [9] Beijersbergen, M.W. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum / M.W. Beijersbergen, L. Allen, H.E.L.O. van der Veen, J.P. Woerdman // *Optics Communications.* – 1993. – Vol. 96. – P. 123-132.
- [10] Courtial, J. Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre-Gaussian laser modes / J. Courtial, M.J. Padgett // *Optics Communications.* – 1999. – Vol. 159. – P.13-18.
- [11] Biss, D.P. Primary aberrations in focused radially polarized vortex beams / D.P. Biss, T.G. Brown // *Opt. Express.* – 2004. – Vol. 12. – P. 384-393.
- [12] Singh, R.K. Structure of a tightly focused vortex beam in the presence of primary coma / R.K. Singh, P. Senthilkumaran, K. Singh // *Optics Communications.* – 2009. – Vol. 282. – P. 1501-1510.
- [13] Khonina, S.N. Analysis of wave aberration influence on reducing focal spot size in a high-aperture focusing system / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, E.A. Pelevina // *J. Opt.* – 2011. – Vol. 13. – P. 095702.
- [14] Kotlyar, V.V. Generation of phase singularity through diffracting a plane or Gaussian beam by a spiral phase plate / V.V. Kotlyar, A.A. Almazov, S.N. Khonina, V.A. Soifer, H. Elfstrom, J. Turunen // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2005. – Vol. 22. – P. 849-861.
- [15] Oemrawsingh, S.S.R. Production and characterization of spiral phase plates for optical wavelengths / S.S.R. Oemrawsingh, J.A.W. van Houwelingen, E.R. Eliel, J.P. Woerdman, E.J.K. Verstegen, J.G. Kloosterboer, G.W. Hooft // *Appl. Opt.* – 2004. – Vol. 43. – P. 688-694.
- [16] Khonina, S.N. Diffraction patterns with  $m$ th order symmetry generated by sectional spiral phase plates / S.N. Khonina, A.P. Porfirev, A.V. Ustinov // *Journal of Optics.* – 2015. – Vol. 17. – P. 125607.
- [17] Berry, M.V. Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps / M.V. Berry // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2004. – Vol. 6. – P. 259-268.
- [18] Kotlyar, V.V. Asymmetric Gaussian optical vortex / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.P. Porfirev // *Opt. Lett.* – 2017. – Vol. 42. – P. 139-142.
- [19] Zhao, X. Properties of a strongly focused Gaussian beam with an off-axis vortex / X. Zhao, J. Zhang, X. Pang, G. Wan // *Opt. Commun.* – 2017. – Vol. 389. – P. 275-282.

- [20] Bazhenov, V.Yu. Screw Dislocations in Light Wavefronts / V.Yu. Bazhenov, M.S. Soskin, M.V. Vasnetsov // *J. Mod. Opt.* – 1992. – Vol. 39. – P. 985-990.
- [21] Khonina, S.N. Generating a couple of rotating nondiffracting beams using a binary-phase DOE / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, J. Lautanen, M. Honkanen, J. Turunen // *Optik.* – 1999. – Vol. 110(3). – P. 137-144.
- [22] Kotlyar, V.V. Light field decomposition in angular harmonics by means of diffractive optics / V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer // *Journal of Modern Optics.* – 1998. – Vol. 45(7). – P. 1495-1506.
- [23] Khonina, S.N. Generation and selection of laser beams represented by a superposition of two angular harmonics / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Turunen // *Journal of Modern Optics.* – 2004. – Vol. 51(5). – P. 761-773.
- [24] Moreno, I. Vortex sensing diffraction gratings / I. Moreno, J.A. Davis, B.M.L. Pascoguin, M.J. Mitry, D.M. Cottrell // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34(19). – P. 2927-2929.
- [25] Khonina, S.N. Simple phase optical elements for narrowing of a focal spot in high-numerical-aperture conditions / S.N. Khonina // *Optical Engineering.* – 2013. – Vol. 52(9). – P. 091711.
- [26] Gibson, G. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum / G. Gibson, J. Courtial, M.J. Padgett, M. Vasnetsov, V. Pas'ko, S.M. Barnett, S. Franke-Arnold // *Optics Express.* – 2004. – Vol. 12(22). – P. 5448-5456.
- [27] Čelechovský, R. Optical implementation of the vortex information channel / R. Čelechovský, Z. Bouchal // *New J. Phys.* – 2007. – Vol. 9(9). – P. 328.
- [28] Bozinovic, N. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers / N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A.E. Willner, S. Ramachandran // *Science.* – 2013. – Vol. 340(6140). – P. 1545-1548.
- [29] Khonina, S.N. Optical vortices in a fiber: mode division multiplexing and multimode self-imaging / S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy, V.A. Soifer // *Recent progress in optical fiber research*; ed. by M.Yasin, S.W. Harun, H. Arof. – INTECH publisher, Croatia, 2012. – 450 p.
- [30] Gbur, G. Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation / G. Gbur, R.K. Tyson // *J Opt Soc Am A.* – 2008. – Vol. 25. – P. 225-230.
- [31] Soifer, V.A. Vortex beams in turbulent media: review / V.A. Soifer, O. Korotkova, S.N. Khonina, E.A. Shchepakina // *Computer Optics.* – 2016. – Vol. 40(5). – P. 605-624. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-5-605-624.
- [32] Khonina, S.N. Influence of vortex transmission phase function on intensity distribution in the focal area of high-aperture focusing system / S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy, S.G. Volotovskiy // *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, Allerton Press. – 2011. – Vol. 20(1). – P. 23-42.
- [33] Zhang, N. Analysis of fractional vortex beams using a vortex grating spectrum analyzer / N. Zhang, J.A. Davis, I. Moreno, J. Lin., K.-J. Moh, D.M. Cottrell, X. Yuan // *Appl. Opt.* – 2010. – Vol. 49. – P. 2456-2462.
- [34] Khonina, S.N. Focusing of shifted vortex beams of arbitrary order with different polarization / S.N. Khonina, A.V. Ustinov // *Optics Communications.* – 2018. – Vol. 426. – P. 359-365.
- [35] Khonina, S.N. Optimization of focusing of linearly polarized light / S.N. Khonina, I. Golub // *Optics Letters.* – 2011. – Vol. 36(3). – P. 352-354.

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 16-29-11698офи\_м, 16-07-00825а, 16-47-630546р\_а), а также Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26).

# Representation of shifted vortex beams of arbitrary order as a combination of nonshifted vortices

A.V. Ustinov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Image Processing Systems Institute of RAS - Branch of the FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Molodogvardejskaya street 151, Samara, Russia, 443001

**Abstract.** This paper investigates the focusing of beams with a displaced vortex of arbitrary order. For these purposes, we use the following mathematical model: the beam is represented as a combination of beams with an nonshifted vortex. It is shown theoretically that an optical vortex of arbitrary integer order  $m$ , displaced inside a certain axisymmetric beam, is equivalent to a finite sum of nonshifted vortices of orders from 0 to  $m$  inclusive. If the order of the displaced vortex beam is non-integer, the sum becomes infinite.

Numerical simulations were performed under sharp focusing conditions in the Debye approximation. The pictures of the focused shifted vortex beams obtained in the course of numerical simulation, regardless of the order of the vortex and the displacement, have the same qualitative form – the Crescent shape. To obtain the focal patterns of a different type it is possible to use an optical vortex of opposite sign as the illuminating beam. The obtained results are relevant for multi-channel communication system based on OAM-carrying laser beams division multiplexing.