Вестник Физико-технического института
Крымского федерального университета имени В. И. Вернадского
Том 1 (67–69). № 4. 2017. С. 36–46
Journal of Physics and Technology Institute of V. I. Vernadsky Crimean Federal University
Volume 1 (67–69). No. 4. 2017. P. 36–46

УДК 535.4

УПРАВЛЕНИЕ ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОСРЕДСТВОМ МУЛЬТИГЕЛИКОИДАЛЬНОГО ВОЛОКНА С ДЕФЕКТОМ СКРУТКИ

Алексеев К. Н., Лапин Б. П.*, Яворский М. А.

Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия
****E-mail: lapinboris@gmail.com***

Аналитически продемонстрировано, что создание управляемого дефекта скрутки в оптическом геликоидальном волокне с порядком симметрии l позволяет контролировать орбитальный угловой момент выходящего пучка при его неизменной мощности. Было изучено прохождение гауссова пучка сквозь данное волокно и показано, что управление углом дефекта скрутки позволяет изменять полный орбитальный угловой момент сгенерированного оптического поля в пределах от 0 до l (в произвольных единицах). Также было изучено распределение плотности углового момента в поперечном сечении сгенерированного оптического поля.

***Ключевые слова*: мультигеликоидальное волокно, орбитальный угловой момент, управление орбитальным угловым моментом.**

PACS*: *42.25.Bs, 42.81.Qb, 42.81.Bm

ВВЕДЕНИЕ

Ранние исследования скрученных оптических волокон показали, что наличие скрутки приводит к уменьшению поляризационной модовой дисперсии при шаге скрутки порядка десятых долей сантиметра [1]. Иными словами, была достигнута цель сделать волокно, которое почти одинаково воздействует на свет с разным состоянием поляризации. Также было установлено, что данные волокна подобны волокнам с сильным двулучепреломлением [2], которые поддерживают устойчивое распространение линейно поляризованного света. С недавних пор внимание исследователей оказалось обращено на иное свойство скрученных волокон – влиять на свет в зависимости от типа его круговой поляризации. Обширные исследования, проведённые компанией «Chiral Photonics» [3], показали, что хиральные волокна (ХВ) с шагом скрутки H, меньшим $100\,\text{мкм}$, обладают избирательностью по отношению к знаку круговой поляризации излучения [4]. Для длиннопериодных ХВ ($H \propto 100\,\text{мкм}$) данная избирательность обусловлена резонансным связыванием сердцевинных и оболочечных мод волокна, бегущих в одном направлении [5]. В среднепериодных ХВ с меньшим шагом скрутки H подобная избирательность возникает из-за связывания иных поперечных мод волокна [4]. Кроме того, брэгговские ХВ обладают поляризационной чувствительностью в запрещённой зоне [3, 6]. Данные уникальные свойства ХВ открывают широкие возможности их использования в качестве волоконных сенсоров [7].

Упомянутые выше исследования в основном связаны с мономодовыми волокнами. Тем не менее, начиная с работы Пула и его коллег, было установлено, что геликоидальные волоконные решётки (ГВР) могут трансформировать фундаментальную моду (ФМ) в высшую $l=1$ моду, где l – орбитальное число моды [8]. Подобное свойство было обнаружено и у наклонных ГВР [9]. С недавних пор вопрос о распространении и генерации оптических вихрей (ОВ) [10] в геликоидальных волокнах (ГВ) снова привлёк внимание исследователей. Было показано, что брэгговские ГВ в линейном режиме способны поддерживать устойчивое распространение ОВ с единичным топологическим зарядом (ТЗ) внутри запрещённой зоны [11]. Кроме того, было установлено, что данные волокна способны изменять ТЗ входящего поля на одну единицу [12, 13]. В общем случае, скрученные волокна с порядком симметрии l поперечного сечения могут менять ТЗ входящего поля на l единиц [14].

В упомянутых выше работах было доложено только о дискретных операциях с орбитальным угловым моментом (ОУМ) входящего поля. Тем не менее, желательно иметь возможность изменять ОУМ выходящего поля непрерывно. В этой связи в данной статье предлагается схема, которая делает возможным непрерывное управление ОУМ выходящего поля с помощью длиннопериодного мультигеликоидального волокна (МГВ) с дефектом скрутки, работающего в линейном режиме.

1. МОДЕЛЬ И МОДЫ ГЕЛИКОИДАЛЬНОГО ВОЛОКНА

Показатель преломления МГВ с дефектом скрутки (Рис.1) можно описать следующим образом:

$$n^2(r,\varphi,z)=\begin{cases} n_{co}^2\left(1-2\Delta f(r)\right)-2n_{co}^2\Delta\delta r f_r'\cos\left(l(\varphi-qz)\right), z<0 \\ n_{co}^2\left(1-2\Delta f(r)\right)-2n_{co}^2\Delta\delta r f_r'\cos\left(l(\varphi-qz-\theta)\right), z\ge 0 \end{cases}, \tag{1}$$

где n_{co} – показатель преломления сердцевины, f – функция профиля, Δ – высота функции профиля, δ – безразмерный параметр, определяющий деформацию поперечного сечения волокна, l – порядок вращательной симметрии МГВ, $q=2\pi/H$, H – шаг скрутки, θ – угол дефекта скрутки. Цилиндрические координаты (r,φ,z) вводятся стандартным образом.

Наиболее интересные эффекты конверсии падающего на волокно поле наблюдаются в области $q\approx q_0$, где $q_0=\left(\beta_0-\beta_l\right)/l$, и β_i – скалярная постоянная распространения [15]. Моды данного волокна в данной области можно записать в следующем виде:

$$|\psi_1\rangle=\left\{c_1|1,0\rangle e^{i\left(\beta_0+0.5l\varepsilon\right)z}+c_2|1,l\rangle e^{i\left(\beta_l-0.5l\varepsilon\right)z}\right\}\exp\left(iz\overline{\beta}\right),$$

$$|\psi_2\rangle=\left\{-c_2|1,0\rangle e^{i\left(\beta_0+0.5l\varepsilon\right)z}+c_1|1,l\rangle e^{i\left(\beta_l-0.5l\varepsilon\right)z}\right\}\exp\left(-iz\overline{\beta}\right). \tag{2}$$

где $c_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1+1/\sqrt{1+(Q/l\varepsilon)^2}}$, $\varepsilon = q - q_0$, $Q^2 \approx A^2/\beta_0^2$, $\bar{\beta} = \frac{1}{2}\sqrt{l^2\varepsilon^2 + Q^2}$, $A = -\frac{k^2 n_{co}^2 \Delta\delta}{N_0 N_l}$, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны излучения, $N_i = \int_0^\infty x F_i^2(x)\,dx$. Здесь предполагается, что функция профиля f в формуле (1) имеет ступенчатый вид, а функция F_i удовлетворяет стандартному уравнению [16]. Поля $|1,m\rangle$, где $m = 0, l$, в базисе линейный поляризаций можно представить как

$$|1,m\rangle = \mathrm{e}^{im\varphi}\begin{pmatrix}1\\ i\end{pmatrix}F_m(r), \tag{3}$$

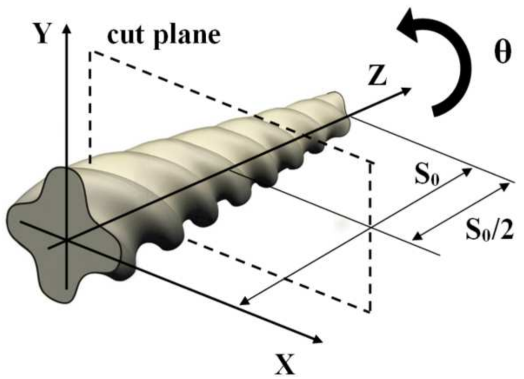


Рис. 1. Модель мультигеликоидального волокна ($l = 4$) с управляемым дефектом скрутки. МГВ с длиной S_0 разрезается в выделенной штрихованной линией плоскости, после чего отмеченная часть волокна поворачивается на угол θ так, как показано жирной стрелкой

Нужно отметить, что моды (2) должны быть дополнены двумя вихрями: назад бегущим ОВ $|1,l\rangle$ и вперёд бегущим ОВ $|1,-l\rangle$. Кроме того, в состав мод (2) не входят две бегущие назад связанные моды.

2. УПРАВЛЕНИЕ ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Рассмотрим возбуждение МГВ с помощью ФМ $|1,0\rangle$. Сшивая выражения для полей и их производные на границах $z = 0$, $z = S_0/2$ и $z = S_0$ можно записать выражение для прошедшего через МГВ с дефектом скрутки поля в безотражательном приближении:

$$|\Phi(z = s_0)\rangle = K_0|1,0\rangle + K_l|1,l\rangle, \tag{4}$$

где

$$K_0 = \left[C_1(AC_1 + BC_2)\exp(iz_0\overline{\beta}) + C_2(AC_2 - BC_1)\exp(-iz_0\overline{\beta}) \right]\exp\left[il(qz_0 + \theta) \right],$$

$$K_l = C_2(AC_1 + BC_2)\exp(iz_0\overline{\beta}) + C_1(BC_1 - AC_2)\exp(-iz_0\overline{\beta}) \qquad (5)$$

и

$$A = \exp(-il\theta)\left\{ \cos\frac{s_0\overline{\beta}}{2} + i\frac{l\varepsilon}{2\overline{\beta}}\sin\frac{s_0\overline{\beta}}{2} \right\}, B = \frac{iQ}{2\overline{\beta}}\sin\frac{s_0\overline{\beta}}{2}. \qquad (6)$$

Здесь используются следующие обозначения: $\theta = \theta + \overline{\theta}$, $\overline{\theta} = q_0 s_0 / 2$, $z_0 = s_0 / 2$. Нужно отметить, что $|K_0|^2 + |K_l|^2 = 1$, так как должен выполняться закон сохранения энергии. Кроме того, мы положили $\lambda = \lambda_0$, т.е. $q = q_0$.

Непосредственная подстановка поля (4) в формулу Бэрри для исчисления ОУМ [17] позволяет получить:

$$L_z = \frac{l}{\omega}|K_l|^2, \qquad (7)$$

где ω – частота излучения.

Зависимость L_z от угла дефекта скрутки θ при $\varepsilon = 0$ показана на Рис. 2. График для L_z на Рис. 2 имеет 4 пика, количество которых соответствует порядку вращательной симметрии распределения показателя преломления волокна (в приведённом примере $l = 4$). На Рис. 3. приведён график зависимости L_z от длины волны при определённых значениях угла дефекта θ.

Можно установить, что поле (4) представлено l сингулярностями с единичной силой. Действительно, положение нулей (сингулярностей волнового фронта) в этом поле определяется уравнением $\mathrm{Re}\Phi = \mathrm{Im}\Phi = 0$, которое позволяет получить систему уравнений, решение которое определяет положение (r,φ) сингулярности в поперечном сечении поля:

$$\begin{aligned} &|K_0|F_0(r) + |K_l|F_l(r)\cos\left(l\varphi + \arg K_l - \arg K_0\right) = 0, \\ &\sin\left(l\varphi + \arg K_l - \arg K_0\right) = 0. \end{aligned} \qquad (8)$$

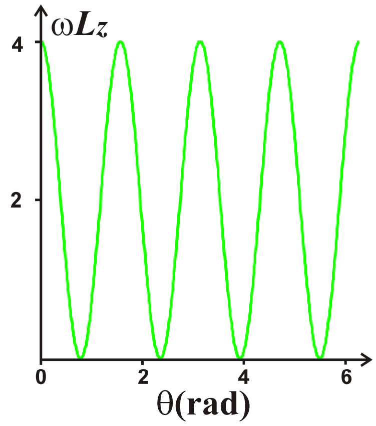


Рис. 2. Зависимость ОУМ выходящего поля от угла дефекта скрутки θ при нулевой расстройке $\varepsilon = 0$. Параметры волокна: $n_{co} = 1.5$, $\Delta = 0.01$, $\delta = 0.05$, радиус сердцевины волокна $r_0 = 10\lambda_0$, $\lambda_0 = 632.8$ нм, $q = 9355.1797$ м$^{-1}$, $S_0 = 2.57$ мм, $l = 4$. Наличие четырёх пиков связано с четырёхкратной вращательной симметрией распределения показателя преломления

Выражение (8) позволяет заключить, что в выходящем поле существует l нулей, которые равноотстоят от центра. Расстояние между центрами ОВ с единичным ТЗ растёт при увеличении $|K_0|$ – относительной доли ФМ. Данная базовая нестабильность ОВ высших порядков является хорошо установленным фактом [18], о котором до сих пор упоминают в современных исследованиях [19, 20].

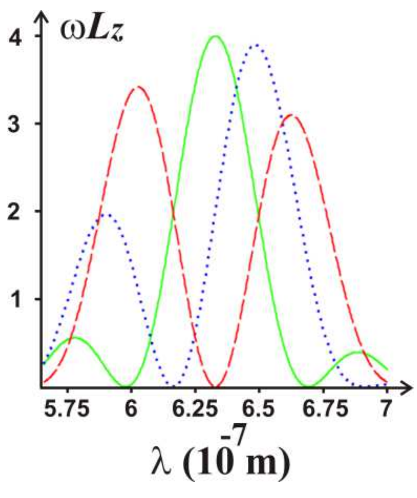


Рис. 3. Зависимость ОУМ выходящего поля от длины волны излучения при определённых значениях угла дефекта скрутки θ: 0 (зелёная сплошная кривая); $\pi/8$ (синяя точечная кривая); $\pi/4$ (красная штрихованная линия)

Несмотря на распад первоначального ОВ $|1,l\rangle$ на l ОВ $|1,1\rangle$, закодированная в исходном ОВ информация может быть восстановлена на основе суперпозиции единичных ОВ с помощью известной техники модовой демультиплексации [21].

Существенно меняющейся величиной у выходящего пучка является его полный ОУМ. С математической точки зрения изменение ОУМ не требует никаких пояснений, однако с точки зрения физики стоит рассмотреть данную ситуацию качественно. Наложение на ОВ $|1,l\rangle$ поля фундаментальной моды $|1,0\rangle$ приводит к распаду исходного ОВ на l вихрей с единичным ТЗ, которые отстоят друг от друга на некотором расстоянии (Рис. 4).

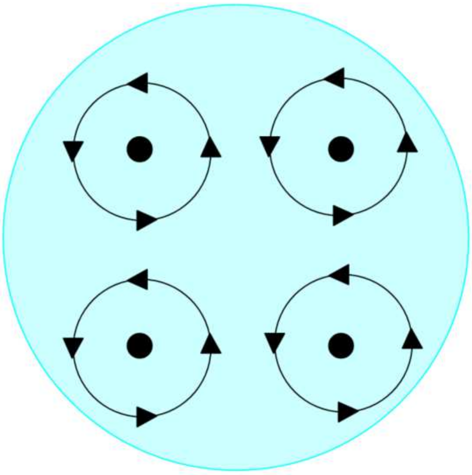


Рис. 4. Схематическая иллюстрация расщепления ОВ высшего порядка $|1,l\rangle$ ($l=4$) на l ОВ с единичными зарядами. Положение сингулярностей показано чёрными точками, а поперечный ток энергии – кружками со стрелками

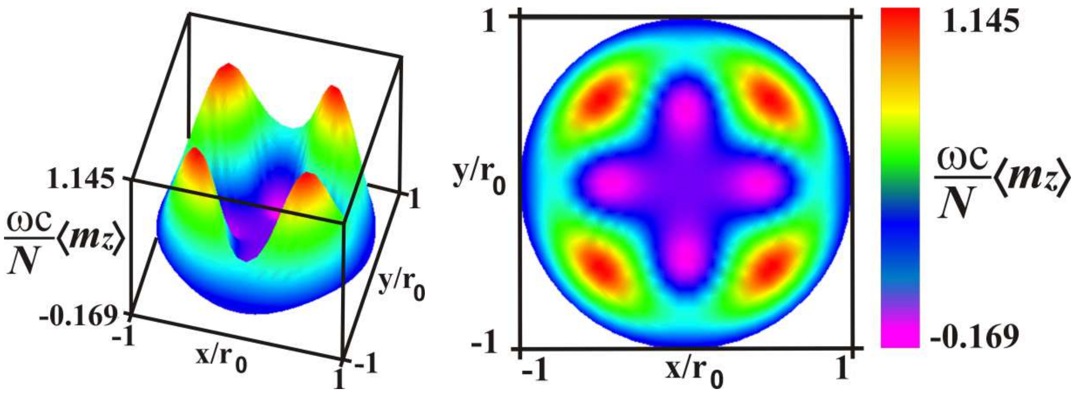
Наличие ОУМ у ОВ обуславливается циркуляцией потока вектора Пойнтинга (кружки со стрелками) вокруг точки сингулярности (чёрные точки). Для уединённого ОВ отдельные потоки вносят вклад в полный ОУМ вихря. Однако в присутствии возмущающего поля ОВ $|1,l\rangle$ распадается на l единичных и пространственно разделённых вихрей. Как видно из Рис. 4, в данном случае в пространстве появляются области, в которых потоки энергии единичных вихрей направлены противоположно и компенсируют друг друга. Очевидно, что при увеличении расстояния между ОВ вклад областей с малым ОУМ в общий ОУМ исходного вихря становится преобладающим, поэтому общий ОУМ выходящего поля уменьшается. Данное качественное пояснение может быть изложено и на языке математики. Используя технику, подобную технике, которая позволила получить выражение (25) в [22], можно записать для нашего случая выражение для усреднённого по времени ОУМ, отнесённого к мощности поля $E=E_0Ae^{i\chi}$:

$$\frac{\langle m_z \rangle}{N} = \frac{1}{\omega c} A^2 \frac{\partial \chi}{\partial \varphi}, \tag{9}$$

где A – действительная безразмерная амплитуда, χ – фаза, и c – скорость света. Для поля (4) формула (9) позволяет записать

$$\frac{\omega c}{N} \langle m_z \rangle = l[\cos^2 \frac{l\theta}{2} F_l^2(r) - \frac{1}{2} \sin l\theta \cos l\varphi F_0(r) F_l(r)], \tag{10}$$

где необходимо использовать нормированные радиальные функции: $F_l \to F_l / \sqrt{N_l}$. Очевидно, что при угле дефекта скрутки $\theta = 0$ (дефект отсутствует): $\frac{\omega c}{N} \langle m_z \rangle = l F_l^2(r)$. В обратном случае ($\theta = \pi / l$) наблюдается отсутствия вихря: $\langle m_z \rangle = 0$. Распределение $\omega c \langle m_z \rangle / N$ при промежуточных значениях угла дефекта скрутки продемонстрировано на Рис. 5.



a) b)

Рис. 5. Распределение усреднённой по времени плотности ОУМ $\langle m_z \rangle$ (в единицах $N / \omega c$) в поперечном сечении выходящего поля при промежуточном значении угла дефекта скрутки: $\theta = \pi / 5$; a) вид сбоку, b) нормальная проекция; r_0 – радиус сердцевины волокна

Очевидно, что в центральной области поток ОУМ действительно имеет низкую плотность. Области с более высоким значением УМ находятся снаружи на окружности. Четырёхкратная симметрия распределения плотности ОУМ обусловлена аналогичной симметрией распределения показателя преломления.

В заключение, рассмотрим вопрос о радиационных потерях в данной системе. Существует две причины данных потерь. Первая из них связана со специальным типом волокна, которое используется для управления ОУМ в предложенной схеме. В некотором смысле рассмотренная выше волоконная система напоминает навитое волокно (или, скорее, пучок волокон, навитых вокруг общей оси), в котором наличествуют обычные потери, связанные с изгибом волокна. Вопрос о данном типе потерь иногда рассматривается в литературе по ГВР. Кроме того, утверждение о существовании «изгибных» потерь в МГВ является спорным в силу того, что волновой вектор моды не меняет своего направления при распространении по волокну, что имеет место в обычных изогнутых или навитых волокнах. В любом случае, можно полагаться на оценку, выполненную Карташовым [23]: для волокна с геликоидальной сердцевиной при минимальной длине конверсии данные потери были менее 5%.

Второй причиной радиационных потерь является дефект скрутки. Если данный дефект не нарушает целостности волокна, единственная причина уменьшения доли передаваемой энергии может быть связана с френелевскими потерями, которые при отсутствии повреждений волокна будут пренебрежимо малыми. Действительно, для обычных слабонаправляющих волокон контраст показателя преломления очень мал, поэтому волокно представляет собой почти однородную систему. Ситуация для реального случая существенно иная, когда волокно разделено на две половины дефектом скрутки. Френелевские потери на двух дополнительных границах могут в сумме достигать 8%. Данная цифра должна быть удвоена, чтобы учесть потери на входном и выходном концах волокна. В действительности, френелевские потери могут быть существенно ниже своих пиковых значений из-за интерференционных эффектов.

Существует способ, который позволит устранить указанный недостаток предложенной схемы. Действительно, рассмотрим её модификацию, в которой между двумя МГВ помещено идеальное волокно длины d. Модифицированная схема напоминает ту, которая используется при создании перестраиваемых режекторных фильтров [24]. Так как секция идеального волокна имеет длину d, то она вносит разницу фаз $D = ldq_0$ между ОВ $|1,l\rangle$ и ФМ $|1,0\rangle$. При нулевой расстройке $\varepsilon = 0$, ОУМ выходящего поля будет

$$L_D = \frac{1}{\omega}\cos^2(l\frac{\theta - dq_0}{2}) . \tag{11}$$

Из формулы (11) следует, что кривая для ОУМ будет смещена вправо на величину dq_0, однако, график для L_D всё равно будет иметь l пиков. Иными словами, добавление идеального волокна между МГВ не нарушит работоспособность рассмотренной вначале схемы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье теоретически продемонстрировано, что создание управляемого дефекта скрутки в мультигеликоидальном волокне позволяет контролировать орбитальный угловой момент выходящего поля при неизменной мощности входящего поля. Данный факт продемонстрирован на примере прохождения гауссова пучка сквозь такое дефектное волокно. Установлено, что варьирование угла дефекта скрутки позволяет изменять полный орбитальный угловой момент сгенерированного оптического поля в пределах от 0 до l (в безразмерных единицах) при использовании волокна с порядком вращательной симметрии, равном l. Также показано, что нестабильность оптического вихря высшего порядка приводит к уменьшению орбитального углового момента сгенерированного оптического поля. Кроме того, исследовано распределение плотности углового момента в поперечном сечении выходящего поля.

Список литературы

1. Rashleigh S. C. Origins and control of polarization effects in single-mode fibers // J. Lightw. Technol. 1983. Vol. 1. P. 312–331.
2. Ulrich R., Simon A. Polarization optics of twisted single-mode fibres // Applied Optics. 1979. Vol. 18. P. 2241–2251.
3. Kopp V. I., Genack A. Z. Chiral fibres : adding twist // Nature Photonics. 2011. Vol. 5. P. 470–472.
4. Chiral fiber gratings / V. I. Kopp, V. M. Churikov, J. Singer, N. Chao, D. Neugroschl, A. Z. Genack // Science. 2004. Vol. 305. P. 74–75.
5. Polarization properties of chiral fiber gratings / G. Shvets, S. Trendafilov, V. I. Kopp, D. Neugroschl, A. Z. Genack // Journal of Optics A : Pure and Applied Optics. 2009. Vol. 11. P. 074007.
6. Kopp V. I., Genack A. Z. Double-helix chiral fibers // Opt. Let. 2003. Vol. 28. P. 1876–1878.
7. Single- and double-helix chiral fiber sensors / V. I. Kopp, V. M. Churikov, G. Zhang, J. Singer, C. W. Draper, N. Chao, D. Neugroschl, A. Z. Genack // J. Opt. Soc. Am. B. 2007. Vol. 24. P. 48.
8. Poole C. D., Townsend C. D., Nelson K. T. Helical-grating two-mode fiber spatial-mode coupler // Journal of Lightwave Technology. 1991. Vol. 9. P. 598–604.
9. Lee K. S., Erdogan T. Fiber mode conversion with tilted gratings in an optical fiber // J Opt Soc Am A Opt Image Sci Vis. 2001. Vol. 18. No. 5. P. 1176-85.
10. Nye J. F., Berry M. V. Dislocations in Wave Trains // Proc. R. Soc. Lond. A. 1974. Vol. 336. P. 165.
11. Alexeyev C. N., Lapin B. P., Yavorsky M. A. Helical core optical fibres maintaining propagation of a solitary optical vortex // Phys. Rev. A. 2008. Vol. 78. P. 013813.
12. Alexeyev C. N., Yavorsky M. A. Generation and conversion of optical vortices in long-period helical core optical fibers // Phys. Rev. A. 2008. Vol. 78. P. 043828.
13. Generation of optical vortices in layered helical waveguides / C. N. Alexeyev, T. A. Fadeyeva, B. P. Lapin, M. A. Yavorsky // Phys. Rev. A. 2011. Vol. 83. P. 063820.
14. Alexeyev C. N. Narrowband reflective generation of higher-order optical vortices in Bragg spun optical fibers // Appl Opt. 2013. Vol. 52. № 3. P. 433-8.
15. Alexeyev C. N., Lapin B. P., Yavorsky M. A. Generation of optical vortices in multihelical optical fibers // Optics and Spectroscopy. 2013. Vol. 114. P. 849–854.
16. Snyder A. W., Love J. D. Optical Waveguide Theory. London, New York : Chapman and Hall, 1985.
17. Berry M. V. Paraxial beams of spinning light // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3487. P. 6–11.
18. Courtial J., Padjett M. Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre-Gaussian laser modes // Opt. Commun. 1999. Vol. 159. P. 13–18.
19. Ricci F., Löffler W., van Exter M. P. Instability of higher-order optical vortices analyzed with a multi-pinhole interferometer // Opt. Express. 2012. Vol. 20. P. 22961–22975.
20. Dennis M. R., Götte J. B. Topological aberration of optical vortex beams: determining dielectric interfaces by optical singularity twists // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109. P. 183903.
21. Measuring orbital angular momentum superpositions of light by mode transformation / G. C. G. Berkhout, M. P. J. Lavery, M. J. Padgett, M. W. Beijersbergen // Opt. Let. 2011. Vol. 36. P. 1863–1865.
22. Alexeyev C. N., Volyar A. V., Yavorsky M. A. Linear azimuthons in circular fibre arrays and optical angular momentum of discrete optical vortices // Phys. Rev. A. 2009. Vol. 80. P. 063821.
23. Kartashov Y. V., Vysloukh V. A., Torner L. Dynamics of topological light states in spiraling structures // Opt. Let. 2013. Vol. 38. P. 3414–3417.

24. Bandwidth-tunable band-rejection filter based on helicoidal fiber grating pair of opposite helicities / W. Shin, B. A. Yu, Y. C. Noh, J. Lee, D. K. Ko, K. Oh // Opt. Let. 2007. Vol. 32. P. 1214–1216.

ORBITAL ANGULAR MOMENTUM CONTROL BY A MULTIHELICOIDAL FIBER WITH A TWIST DEFECT

Alexeyev C. N., Lapin B. P.*, Yavorsky M. A.

Institute of Physics and Technology, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, 295007, Russia
****E-mail: lapinboris@gmail.com***

We have theoretically demonstrated that by creating a controllable twist defect in an *l*-helicoidal fibre one can control the orbital angular momentum of the generated beam at a constant power. We have studied the passage of the Gaussian beam through such a defect fibre and shown that by varying the twist defect angle one can change the total orbital angular momentum of the generated optical field from 0 to l (in dimensionless units). We have also studied the distribution of the angular momentum density in the cross-section of the generated optical field.

Key words: mulithelical fiber, orbital angular momentum, orbital angular momentum control.

References

1. S. C. Rashleigh, Origins and control of polarization effects in single-mode fibers, *J. Lightw. Technol.* **1**, 312-331 (1983).
2. R. Ulrich, A. Simon, Polarization optics of twisted single-mode fibres, *Applied Optics* **18**, 2241–2251 (1979).
3. V. I. Kopp, A. Z. Genack, Chiral fibres: adding twist, *Nature Photonics* **5**, 470–472 (2011).
4. V. I. Kopp, V. M. Churikov, J. Singer, N. Chao, D. Neugroschl, A. Z. Genack, Chiral fiber gratings, *Science* **305**, 74–75 (2004).
5. G. Shvets, S. Trendafilov, V. I. Kopp, D. Neugroschl, A. Z. Genack, Polarization properties of chiral fiber gratings, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **11**, 074007 (2009).
6. V. I. Kopp, A. Z. Genack, Double-helix chiral fibers, *Opt. Let.* **28**, 1876–1878 (2003).
7. V. I. Kopp, V. M. Churikov, G. Zhang, J. Singer, C. W. Draper, N. Chao, D. Neugroschl, A. Z. Genack, Single- and double-helix chiral fiber sensors, *J. Opt. Soc. Am. B.* **24**, 48 (2007).
8. C. D. Poole, C. D. Townsend, K. T. Nelson, Helical-grating two-mode fiber spatial-mode coupler, *Journal of Lightwave Technology* **9**, 598–604 (1991).
9. K. S. Lee, T. Erdogan, Fiber mode conversion with tilted gratings in an optical fiber, *J Opt Soc Am A Opt Image Sci Vis*. **18**(5), 1176-85 (2001).
10. J. F. Nye, M. V. Berry, Dislocations in Wave Trains, *Proc. R. Soc. Lond. A.* **336**, 165 (1974).
11. C. N. Alexeyev, B. P. Lapin, M. A. Yavorsky, Helical core optical fibres maintaining propagation of a solitary optical vortex, *Phys. Rev. A* **78**, 013813 (2008).
12. C. N. Alexeyev, M. A. Yavorsky, Generation and conversion of optical vortices in long-period helical core optical fibers, *Phys. Rev. A* **78**, 043828 (2008).
13. C. N. Alexeyev, T. A. Fadeyeva, B. P. Lapin, M. A. Yavorsky, Generation of optical vortices in layered helical waveguides, *Phys. Rev. A* **83**. 063820 (2011).
14. C. N. Alexeyev, Narrowband reflective generation of higher-order optical vortices in Bragg spun optical fibers, *Appl Opt*. **52**(3), 433-8 (2013).
15. C. N. Alexeyev, B. P. Lapin, M. A. Yavorsky, Generation of optical vortices in multihelical optical fibers, *Optics and Spectroscopy* **114**, 849–854 (2013).

16. A. W. Snyder, J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman and Hall : London, New York, 1985).
17. M. V. Berry, Paraxial beams of spinning light, *Proc. SPIE* **3487**, 6–11 (1998).
18. J. Courtial, M. Padjett, Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre-Gaussian laser modes, *Opt. Commun*. **159**, 13–18 (1999).
19. F. Ricci, W. Löffler, M. P. van Exter, Instability of higher-order optical vortices analyzed with a multi-pinhole interferometer, *Opt. Express* **20**, 22961–22975 (2012).
20. M. R. Dennis, J. B. Götte, Topological aberration of optical vortex beams : determining dielectric interfaces by optical singularity twists, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 183903 (2012).
21. G. C. G. Berkhout, M. P. J. Lavery, M. J. Padgett, M. W. Beijersbergen, Measuring orbital angular momentum superpositions of light by mode transformation, *Opt. Let.* **36**, 1863–1865 (2011).
22. C. N. Alexeyev, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky, Linear azimuthons in circular fibre arrays and optical angular momentum of discrete optical vortices, *Phys. Rev. A* **80**, 063821 (2009).
23. Y. V. Kartashov, V. A. Vysloukh, L. Torner, Dynamics of topological light states in spiraling structures, *Opt. Let.* **38**, 3414–3417 (2013).
24. W. Shin, B. A. Yu, Y. C. Noh, J. Lee, D. K. Ko, K. Oh, Bandwidth-tunable band-rejection filter based on helicoidal fiber grating pair of opposite helicities, *Opt. Let.* **32**, 1214–1216 (2007).

Поступила в редакцию 01.11.2017 г. Принята к публикации 22.12.2017 г.
Received November 01, 2017. Accepted for publication December 22, 2017