

Передача орбитального углового момента между оптическими и акустическими вихрями в оптических волокнах

М.А. Яворский¹, Д.В. Викулин¹, А.Н. Шапошников¹, К.Н. Алексеев¹

¹Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, проспект Академика Вернадского 4, Симферополь, Россия, 295007

Аннотация. Мы сообщаем об акустооптическом взаимодействии, которое вызвано изгибными акустическими вихрями линейной поляризации в круглых оптических волокнах. Продемонстрирован новый способ стабильной эффективной генерации оптических вихрей из регулярных пучков. Установлена и объяснена контринтуитивная связь между топологическими зарядами генерируемого оптического вихря и бегущего в волокне акустического вихря. Соответствующий процесс передачи орбитального углового момента проанализирован.

1. Введение

В настоящее время пучки, переносящие орбитальный угловой момент (ОУМ) [1], в частности оптические вихри (ОВ) [2], общепризнанны как перспективные носители информации, закодированной в значениях ОУМ, как в свободном пространстве [3,4,5,6], так и в оптических волокнах [7,8,9,10]. Действительно, геликоидальность волнового фронта ОВ определяет наличие поперечной компоненты вектора Пойнтинга и, как следствие, возникновение ОУМ. ОУМ на один фотон определяется простым выражением $\hbar\ell$, где топологический заряд (ТЗ) $\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, теоретически не ограничен, что позволяет кодировать значительно большее количество данных по сравнению с традиционными способами кодирования. Таким образом, использование ОУМ-мультиплексирования позволяет существенно повысить пропускную способность каналов связи и достичь качественно нового уровня защиты данных.

Естественно, для полноценной практической реализации ОУМ-мультиплексирования необходимы устройства как генерирующие, так и передающие переносящие ОУМ пучки на необходимое расстояние. В рамках сингулярной оптики для генерации вихрей были созданы различные устройства, в частности, q-пластинки [11], фазовые диаграммы и субволновые дифракционные решетки [12]. Общим недостатком используемых методов является известная ограниченность в динамическом управлении параметрами генерируемых ОВ. Кроме того, если учесть, что сгенерированные пучки все равно необходимо передавать на необходимое расстояние, то оптическое волокно, способное устойчиво передавать вихревые состояния на достаточные расстояния и являющееся одновременно генерирующей, управляющей и передающей средой представляется чрезвычайно перспективным. Для эффективного динамического управления параметрами ОВ может быть использовано акустооптическое взаимодействие (АОВ), индуцированное бегущей изгибающей акустической волной.

Обычно используемая линейно-поляризованная акустическая волна фундаментального порядка создает аксиально ассиметричное возмущение, которое обуславливает известную трансформацию падающей LP_0 моды в высшую LP_1 моду [13, 14]. В то же время, совсем недавно теоретически предсказана [15] и экспериментально продемонстрирована [16] генерация ОВ единичного ТЗ в волокне с фундаментальной акустической волной. Вместе с тем, недавние успехи по генерации переносимых ОУМ акустических вихрей (АВ) открывают целый ряд новых возможностей в волоконной акусто-оптике.

Целью настоящей работы является демонстрация возможности эффективной генерации оптических вихрей непосредственно из фундаментальной моды на созданной линейно-поляризованным акустическим вихрем волоконной решетки.

2. Модель и резонансные моды

Модель циркулярного волокна с линейно-поляризованным вдоль оси x АВ описывается следующим тензором диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\varepsilon}(r, \varphi, z, t) = \varepsilon_0(r) \cdot \hat{1} + \delta\varepsilon_g(r, \varphi, z, t) \cdot \hat{1} + \hat{\delta\varepsilon}_p(r, \varphi, z, t). \quad (1)$$

Здесь диэлектрическая проницаемость невозмущенного волокна имеет вид

$$\varepsilon_0(r) = \varepsilon_{co} [1 - 2\Delta f(r)], \quad (2)$$

где $\Delta = (\varepsilon_{co} - \varepsilon_{cl}) / 2\varepsilon_{co}$ - высота профиля показателя преломления, ε_{co} и ε_{cl} - значения диэлектрических проницаемостей сердцевины и оболочки волокна соответственно, и функция $f(r)$ определяет распределение диэлектрической проницаемости волокна. Второе слагаемое в (1) характеризует смещение точек сечения волокна при распространении АВ:

$$\delta\varepsilon_g = 2\sqrt{2}\Delta f'_r(r)\varepsilon_{co}U_0r^{|\ell_a|-1} \cos\varphi \cos(\ell_a\varphi + Kz - \Omega t). \quad (3)$$

Здесь U_0 - "амплитуда" АВ, ℓ_a - ТЗ АВ, K и Ω - волновое число и частота акустической волны соответственно. Последнее слагаемое в (1) описывает влияние эффекта фотоупругости:

$$\hat{\delta\varepsilon}_p = -\varepsilon_{co}^2 U_0 r^{|\ell_a|-1} \begin{pmatrix} \sqrt{2}p_{11}|\ell_a| \cos(\ell_a^-\varphi + \Phi) & -\frac{1}{\sqrt{2}}p|\ell_a| \cos(\ell_a^-\varphi + \Phi) \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}p|\ell_a| \cos(\ell_a^-\varphi + \Phi) & \sqrt{2}p_{12}|\ell_a| \cos(\ell_a^-\varphi + \Phi) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Константы фотоупругости для кремния на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм равны $p_{11} = 0.121$, $p_{12} = 0.270$, $p = -0.075$, $\Phi = Kz - \Omega t$ - фаза волны, $\ell_a^- = \ell_a - \text{sgn} \ell_a$. Используется цилиндрическая система координат (r, φ, z) , ось z совпадает с осью волокна.

Задача нахождения аналитических выражений для собственных мод волокна с нестационарной диэлектрической проницаемостью может быть решена при помощи развитой ранее резонансной теории возмущений [17]. Для простейшего, но практически релевантного случая АВ с единичным ТЗ $\ell_a = 1$ моды представляются выражениями:

$$\begin{aligned} |\Psi_1^{(\sigma)}\rangle &= [\sin\theta|0, \sigma, 0\rangle + \cos\theta|-1, \sigma, -2\rangle] e^{i(\beta_1 z - \omega t)}, \\ |\Psi_2^{(\sigma)}\rangle &= [\cos\theta|0, \sigma, 0\rangle - \sin\theta|-1, \sigma, -2\rangle] e^{i(\beta_2 z - \omega t)}, \\ |\Psi_3^{(\sigma)}\rangle &= [\cos\theta|0, \sigma, -2\rangle + \sin\theta|1, \sigma, 0\rangle] e^{i(\beta_3 z - \omega t)}, \\ |\Psi_4^{(\sigma)}\rangle &= [\sin\theta|0, \sigma, -2\rangle - \cos\theta|1, \sigma, 0\rangle] e^{i(\beta_4 z - \omega t)}. \end{aligned} \quad (5)$$

где $F_\ell(r)$ - функция, описывающая радиальное распределение поля в волокне. Распределение энергии в гибридных модах (5) описывается параметром $0 \leq \theta \leq \pi/4$, определенным соотношением:

$$\cos 2\theta = \varepsilon / \sqrt{\varepsilon^2 + Q^2}, \quad (6)$$

где расстройка от резонансной частоты $\varepsilon = K - \bar{K}$ и резонансная частота $\bar{K} = \tilde{\beta}_0 - \tilde{\beta}_1$ определены через известные скалярные постоянные распространения $\tilde{\beta}_\ell$ мод невозмущенного волокна. Параметр Q , определяющий величину взаимодействия собственных мод циркулярного волокна, определен как:

$$Q = Q_g = \frac{k^2}{\tilde{\beta}_0 \sqrt{2}} \frac{\varepsilon_{co} \Delta U_0}{\sqrt{N_0 N_1}}, \quad (7)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, $N_\ell = \int_0^\infty R F_\ell^2 dR$ - нормировочный множитель, $R = r/r_0$, r_0 - радиус сердцевины волокна. Отметим, что в рассматриваемом случае АВ с $\ell_a = 1$ параметр Q возникает только под действием возмущения $\delta\varepsilon_g$, так как компоненты слагаемого $\hat{\delta\varepsilon}_p$ равны нулю. Моды записаны с использованием дираковских обозначений:

$$|m, \sigma, \ell\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix} F_\ell e^{-i\ell\varphi} |m\rangle, \quad (8)$$

где m - частотное число, $\sigma = \pm 1$ - определяет направление циркулярной поляризации, ℓ - ТЗ ОВ. Отметим, что выражение (7) получено для волокон со ступенчатым профилем распределения диэлектрической проницаемости: $f(r) = \Theta(r/r_0 - 1)$, где Θ - единичная ступенчатая функция. Как следует из (5), моды представлены суперпозицией циркулярно-поляризованной фундаментальной моды и ОВ на сдвинутой частоте с ТЗ -2. Из полученных выражений следует, что наиболее сильная гибридизация наблюдается в резонансе $\varepsilon = 0$ ($\theta = \pi/4$).

Постоянные распространения мод (5) имеют вид:

$$\begin{aligned} \beta_{1,2} &= \tilde{\beta}_0 + (1/2) \left(\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 + Q^2} \right), \\ \beta_{3,4} &= \tilde{\beta}_2 + (1/2) \left(-\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 + Q^2} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Они демонстрируют вырождение мод (5) по направлению циркулярной поляризации.

3. Генерация оптических вихрей

Полученные выражения позволяют исследовать эволюцию различных полей в волокне. Так пусть на входном торце возбуждена фундаментальная циркулярно-поляризованная мода:

$$|\Psi_{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix} F_0 e^{-i\sigma\varphi}. \quad (10)$$

Очевидно, что возбуждаемое в волокне поле является суперпозицией собственных мод рассматриваемой системы с совпадающим направлением циркулярной поляризации:

$$|\Psi(z)\rangle = \sum_k c_k |\Psi_k^{(\sigma)}(z)\rangle. \quad (11)$$

Используя упрощенное граничное условие

$$|\Psi_{in}\rangle = \sum_k c_k |\Psi_k(z=0)\rangle, \quad (12)$$

легко получить выражение для поля в волокне, которое с точностью до общего фазового множителя имеет вид:

$$|\Psi(z)\rangle = [c_1 |0, \sigma, 0\rangle + c_2 |-1, \sigma, -2\rangle] e^{i(\tilde{\beta}_0 z - \sigma t)}, \quad (13)$$

где весовые коэффициенты c_k даются выражениями:

$$\begin{aligned} c_1 &= \cos\left((1/2)\sqrt{\varepsilon^2 + Q^2} z\right) - i \cos 2\theta \sin\left((1/2)\sqrt{\varepsilon^2 + Q^2} z\right), \\ c_2 &= \sin 2\theta \sin\left((1/2)\sqrt{\varepsilon^2 + Q^2} z\right). \end{aligned} \quad (14)$$

Отметим, что закон сохранения падающей энергии имеет вид $c_1^2 + c_2^2 = 1$. Уравнение (13) показывает, что поле внутри волокна представлено суперпозицией фундаментальной циркулярно-поляризованной моды на падающей частоте и оптического вихря на сдвинутой вниз частоте с ТЗ $\ell = -2$ и энергией:

$$W(\varepsilon, z) = |c_2^2| = \frac{Q^2}{\varepsilon^2 + Q^2} \sin^2\left(\frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + Q^2}z\right). \quad (15)$$

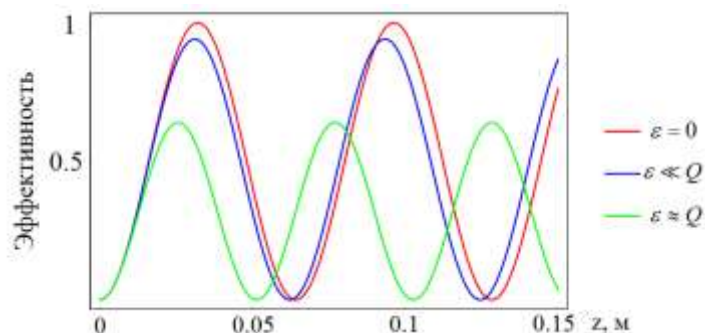


Рисунок 1. Эффективность генерации (в отн. ед.) ОВ при различных режимах системы. Параметры системы $V = 4.16$, $\Delta = 0.001$, $r_0 = 6.3$ мкм, $U_0 = 0.0075$.

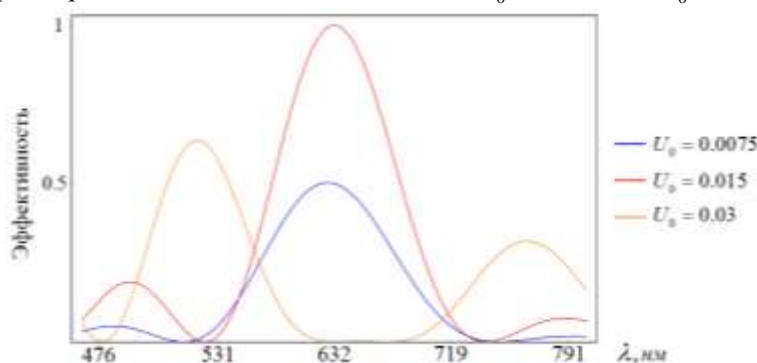


Рисунок 2. Эффективность генерации (в отн. ед.) ОВ в спектральной области для волокна оптимальной длины $L_0 = 2.7$ см, соответствующей указанным выше параметрам системы.

Легко видеть (Рис.1), что в режиме резонанса и на длине волокна:

$$L = (2m + 1)\pi/Q, \quad (16)$$

вся падающая энергия переходит в сгенерированный ОВ:

$$|0, \sigma, 0\rangle \Rightarrow |-1, \sigma, -2\rangle. \quad (17)$$

Например, для волокна с параметрами $V = 4.16$, $\Delta = 0.001$, $r_0 = 6.3$ мкм, $U_0 = 0.0075$, длина конверсии падающего поля составляет 2.7 см.

Таким образом, предсказана новая эффективная генерация ОВ непосредственно из фундаментальной моды на созданной в волокне акустической решетке. Этот процесс в спектральной области продемонстрирован на Рис.2, из которого видно, что изменением акустической мощности можно осуществить модуляцию интенсивности ОВ на данной длине волны.

Из (17) видно, что ТЗ генерируемого ОВ оказывается больше заряда АВ на единицу. В рамках развитого здесь подхода данный достаточно неочевидный факт объясняется на основе выражения (13), из которого следует, что линейно-поляризованный АВ создает в невозмущенном волокне две бегущие длиннопериодические решетки с зарядами 2 и 0. Именно индуцируемая первой топологически-заряженной решеткой резонансная связь приводит к структуре мод (5) и трансформации оптических пучков (17). Важно подчеркнуть, что преобразование оптических мод (17) предполагает преобразование орбитального углового

момента оптического поля (уменьшение в данном случае) в орбитальный и спиновый угловой момент акустического пучка, что сопровождается генерацией право циркулярно-поляризованного АВ единичного ТЗ. Так как суперпозиция данного АВ с лево циркулярно-поляризованным АВ единичного ТЗ образует исходный х-поляризованный АВ, то описанный выше процесс происходит по стандартному механизму вынужденного излучения.

4. Заключение

В завершение, предсказан новый тип эффективной стабильной генерации оптических вихрей непосредственно из фундаментальной моды в волокне с акусто-оптическим взаимодействием, индуцированным линейно-поляризованным акустическим вихрем. Предсказанный эффект может быть использован для создания новых устройств для динамического управления параметрами оптических вихрей высших порядков непосредственно в генерирующей среде. Проанализирован процесс преобразования угловых моментов в системе оптических и акустических вихрей.

5. Благодарности

Эта работа была выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, мегагрант № 075-15-2019-1934, гранта РФФИ № 18-29-02120, гранта Президента РФ № МК-329.2020.2 и гранта Программы развития КФУ им. В.И. Вернадского № ВГ02/2020.

6. Литература

- [1] Yao, A. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications / A. Yao, M. Padgett // *Adv. Opt. Photon.* – 2011. – Vol. 3(2). – P. 161-204. DOI: 10.1364/AOP.3.000161.
- [2] Soskin, M. Singular optics / M. Soskin, M. Vasnetsov // *Progress in Optics.* – 2001. – Vol. 42. – P. 219-276.
- [3] Molina-Terriza, G. Management of the Angular Momentum of Light: Preparation of Photons in Multidimensional Vector States of Angular Momentum / G. Molina-Terriza, J.P. Torres, L. Torner // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 88. – P. 013601.
- [4] Gibson G, Courtial J, Padgett M, Vasnetsov M, Pas'ko V, Barnett S and Franke-Arnold S *Opt. Express* **12** 5448-5456 2004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.013601.
- [5] Bouchal, Z. Mixed vortex states of light as information carriers / Z. Bouchal, R. Celechovsky // *New J. Phys.* – 2004. – Vol. 6. – P. 131
- [6] Wang, J. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing / J. Wang, J.Y. Yang, I.M. Fazal, N. Ahmed, Y. Yan, H. Huang, Y. Ren, Y. Yue, S. Dolinar, M. Tur, A.E. Wilner // *Nature Photonics.* – 2012. – Vol. 6. – P. 488-496
- [7] Alexeyev, C.N. Are optical vortices robust in twisted fibres? // *J. Opt.* – 2012. – Vol. 14. – P. 085702.
- [8] Bouchal, Z. Selective excitation of vortex fibre modes using a spatial light modulator / Z. Bouchal, O. Haderka, R. Celechovsky // *New Journal of Physics.* – 2005. – Vol. 7. – P. 125.
- [9] Ung, B. Few-mode fiber with inverse-parabolic graded-index profile for transmission of OAM-carrying modes/ B. Ung, P. Vaity, L. Wang, Y. Messaddeq, L.A. Rusch, S. LaRochelle // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22(15). – P. 18044-18055. DOI: 10.1364/OE.22.018044.
- [10] Barshak, E.V. Twisted anisotropic fibers for robust orbital-angular-momentum-based information transmission / E.V. Barshak, C.N. Alexeyev, B.P. Lapin, M.A. Yavorsky // *Phys. Rev. A.* – 2015. – Vol. 91. – P. 033833.
- [11] Marrucci, L. Optical Spin-to-Orbital Angular Momentum Conversion in Inhomogeneous Anisotropic Media / L. Marrucci, C. Manzo, D. Paparo // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96. – P. 163905.
- [12] Biener, G. Formation of helical beams by use of Pancharatnam–Berry phase optical elements / G. Biener, A. Niv, V. Kleiner, E. Hasman // *Opt. Lett.* – 2002. – Vol. 27(21). – P. 1875-1877. DOI: 10.1364/OL.27.001875.

- [13] Kim, B.Y. All-fiber acousto-optic frequency shifter / B.Y. Kim, J.N. Blake, H.E. Engan, H.J. Shaw // *Opt. Lett.* – 1986. – Vol. 11(6). – P. 389-391. DOI: 10.1364/OL.11.000389.
- [14] Zhao, J. Fiber acousto-optic mode coupling between the higher-order modes with adjacent azimuthal numbers / J. Zhao, X. Liu // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31(11). – P. 1609-1611.
- [15] Yavorsky, M.A. All-fiber polarization-dependent optical vortex beams generation via flexural acoustic wave // *Opt. Lett.* – 2013. – Vol. 38(16). – P. 3151-3153.
- [16] Zhang, W. High-order optical vortex generation in a few-mode fiber via cascaded acoustically driven vector mode conversion / W. Zhang, L. Huang, K. Wei, P. Li, B. Jiand, D. Mao, F. Gao, T. Mei, G. Zhang, J. Zhao // *Opt. Lett.* – 2016. – Vol. 41(21). – P. 5082-5085. DOI: 10.1364/OL.41.005082.
- [17] Alexeyev, C.N. Perturbation theory approach for the wave equation in fibre acousto-optics / C.N. Alexeyev, E.V. Barshak, A.V. Volyar, M.A. Yavorsky // *Journal of Optics.* – 2010. – Vol. 12(11).

OAM transfer between optical and acoustical vortices in optical fibers

M.A. Yavorsky¹, D.V. Vikulin¹, A.N. Shaposhnikov¹, C.N. Alexeyev¹

¹V.I. Vernadsky Crimean Federal University, Vernadsky Prospect 4, Simferopol, Russia, 295007

Abstract. We report on the acousto-optic interaction that is induced by flexural acoustic vortices of linear polarization in circular optical fibers. A new way of stable efficient optical vortex generation from a regular beam is shown. A highly counterintuitive connection between topological charge of the generated optical vortex and exited in the fiber acoustical one is unveiled and explained. The corresponding transfer of orbital angular momentum is analysed.