

УДК 535.1

ЭВОЛЮЦИЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В СКРУЧЕННЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Алексеев К.Н., Баршак Е.В., Яворский М.А.

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: maxyavorsky@yahoo.com*

Исследована эволюция спинового и орбитального угловых моментов оптических вихрей с единичным топологическим зарядом при их распространении в скрученном анизотропном оптическом волокне вблизи резонансных значений шага скрутки. Показано, что имеет место конверсия угловых моментов вихрей, эффективность которой при заданном значении анизотропии определяется значением шага скрутки и достигает максимального значения при совпадении шага с резонансным значением.

Ключевые слова: оптический вихрь, угловой момент.

ВВЕДЕНИЕ

Скрученные оптические волокна с механическими напряжениями хорошо изучены в литературе. В частности, было установлено, что фундаментальные моды (с азимутальным числом $l = 0$) представляют собой циркулярно-поляризованные поля и распространяются с различными фазовыми скоростями, что приводит к вращению поляризации линейно-поляризованного пучка, передаваемого через скрученное волокно [1,2]. Так же были изучены скрученные волокна с комбинированной анизотропией, а именно, с эллиптичностью поперечного сечения и материальной анизотропией. В частности было показано, что фундаментальные моды в этом случае являются эллиптически поляризованными винтовыми модами [3].

Недавно было установлено [4], что высшие моды ($l = 1$) скрученных волокон представлены двумя циркулярно-поляризованными оптическими вихрями (ОВ) с топологическими зарядами ± 1 и радиально и азимутально поляризованными $TM_{0,n}$ и $TE_{0,n}$ модами (n - радиальное число). В то же время, $l > 1$ моды состоят из четырех циркулярно-поляризованных ОВ. Также изучалась гибридизация мод с различными азимутальными числами [5]. Кроме того, был определен спектр постоянных распространения высших мод. Простой анализ этого спектра (см. формулу (18) в [4]) показывает, что при определенных значениях шага скрутки происходит пересечение некоторых спектральных ветвей. Эти точки пересечения – не что иное, как точки неустойчивости системы, в которых структура мод может существенно измениться даже при относительно малом возмущении. Самый вероятный кандидат для такого возмущения – анизотропия. Структура $l = 1$ мод и вид спектра постоянных распространения для скрученных волокон с комбинированной анизотропией были установлены в работе [6].

Данные выражения позволяют изучить практически важный вопрос об эволюции углового момента оптических вихрей при их распространении в таких оптических волокнах. Оптические вихри представляют собой поля с геликоидальным волновым фронтом, что обуславливает наличие азимутальной компоненты вектора Пойтинга и, в конечном счете, приводит к появлению орбитального углового момента. Это свойство, наряду со специфическим распределением интенсивности, и обуславливает все возрастающий практический интерес к таким полям. Таким образом, целью данной работы является изучение эволюции орбитального и спинового (поляризационного) угловых моментов ОВ в скрученных волокнах с комбинированной анизотропией.

1. СТРУКТУРА МОД ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ АНИЗОТРОПНЫХ СКРУЧЕННЫХ ВОЛОКОН

Рассматривая распространение света через скрученное оптическое волокно, мы предполагаем, что волокно состоит из сердцевины с радиусом r_0 и бесконечной оболочки. Известно, что такое волокно можно описать следующим тензорным показателем преломления:

$$n^2(r, \varphi) = n^2(r)I + qp_{44}n_{co}^4 r \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & -\cos \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \varphi & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где I - единичная матрица, $n^2(r) = n_{co}^2(1 - 2\Delta \cdot f(r))$, $\Delta = (n_{co}^2 - n_{cl}^2) / 2n_{co}^2$ - высота профиля показателя преломления, n_{co} и n_{cl} - значения показателей преломления в сердцевине и оболочке, соответственно, $q = 2\pi/H$ (H - шаг скрутки). Второе слагаемое в (1) описывает влияние механических напряжений и $p_{44} = 0.5(p_{11} - p_{12})$, p_{11} и p_{12} - константы фотоупругости. Здесь используются цилиндрические координаты (r, φ, z) , где ось z - ось волокна. Отметим, что тензор (1) действует в Декартовом базисе: $\mathbf{E} = \text{col}(E_x, E_y, E_z)$, где \mathbf{E} - электрическое поле. Для волокна со ступенчатым показателем преломления $f(r) = \theta(r/r_0 - 1)$, где θ - функция Хэвисайда. В этой работе мы рассматриваем слабонаправляющие волокна $\Delta \ll 1$.

Эллиптичность поперечного сечения можно ввести, сделав простое преобразование координат [7]: $x \rightarrow x(1 + \delta)$, $y \rightarrow y(1 - \delta)$, где параметр эллиптичности $\delta \ll 1$. Затем разложить показатель преломления в ряд по δ и получить соответствующую поправку, вызванную эллиптичностью: $\Delta n_{ell}^2 = -2n_{co}^2 \Delta \delta r f'_r \cos 2\varphi$, где штрих обозначает производную по r .

Материальную анизотропию в поперечном сечении вводят заменой

$$n_{co}^2 \rightarrow \begin{pmatrix} n_e^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_o^2 \end{pmatrix} \text{ Соответствующая поправка имеет вид [8]: } \Delta n_{an}^2 = \delta n^2 s,$$

где $s = \text{diag}(1, -1, -1)$, $\delta n^2 = 0.5(n_e^2 - n_o^2) \ll 1$. Пренебрегая слагаемыми, обусловленными взаимным влиянием анизотропии и скрутки, мы приходим к выражению для показателя преломления эллиптических анизотропных скрученных волокон:

$$n^2(r, \varphi) = \bar{n}^2(r) \mathbf{I} - 2\bar{n}^2 \Delta \delta r f_r' \cos 2\varphi \mathbf{I} + \delta n^2 s + qp_{44} \bar{n}^4 r \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & -\cos \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \varphi & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\bar{n}^2(r) = \bar{n}^2(1 - 2\Delta \cdot f(r))$ и $\bar{n}^2 = 0.5(n_e^2 + n_o^2)$.

Как известно, распространение света в оптических волокнах описывается векторным волновым уравнением, которое в случае немагнитной анизотропной среды имеет вид [4]:

$$\left(\nabla^2 + k^2 n^2(r, \varphi) \right) \mathbf{E}(r, \varphi, z) = -\nabla \left(\left(\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \varepsilon \right) + \frac{\delta \varepsilon_{ij}}{\varepsilon} \frac{\partial E_j}{\partial x_i} + \frac{E_j}{\varepsilon} \frac{\partial \delta \varepsilon_{ij}}{\partial x_i} \right), \quad (3)$$

где $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$, $k = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны в вакууме, и подразумевается, что выражение (2) может быть представлено в форме:

$n^2(r, \varphi) = \varepsilon \mathbf{I} + \delta \varepsilon$. В работе [6] получено решение уравнения (3) вблизи резонансных значений шага скрутки H методом теории возмущений для случая, когда влияние анизотропии мало по сравнению со скруткой и спин-орбитальным взаимодействием, а именно: $|D_n|, E \ll |C_n|, |A_n|, |B_n|$, где

$$A_n = \frac{\Delta}{Q_n r_0^2} \left(F_n F_n' - F_n^2 \right)_{R=1}, \quad B_n = \frac{\Delta}{Q_n r_0^2} \left(F_n^2 + F_n F_n' \right)_{R=1} - \text{константы спин-}$$

орбитального взаимодействия, $Q_n = \int_0^\infty R F_n^2(R) dR$ для ступенчатых волокон,

$$C_n = -2 \left(\Sigma_n + \Theta \beta - \frac{\Theta \beta^2}{\tilde{\beta}_n} \right) \quad \text{описывает скрутку,} \quad \Sigma_n = \frac{k^2 q |p_{44}| n_{co}^4}{\tilde{\beta}_n} \quad \text{и}$$

$\Theta = q |p_{44}| n_{co}^2$, $\tilde{\beta}_{l,n}$ - известная скалярная постоянная распространения, $E = k^2 \delta n^2$ - константа материальной анизотропии, $D_n = -k^2 \bar{n}^2 \Delta \delta / Q_n$ - константа эллиптичности. Радиальная функция для ступенчатых волокон

$$F_{l,n}(r) = \begin{cases} \frac{J_l(\tilde{U}_n R)}{J_l(\tilde{U}_n)}, R \leq 1, \\ \frac{K_l(\tilde{W}_n R)}{K_l(\tilde{W}_n)}, R \geq 1, \end{cases} \quad \text{и} \quad R = \frac{r}{r_0} \quad [9]. \quad \text{Здесь и далее мы опускаем}$$

азимутальное число и полагаем его равным единице.

Как показано в работе [6], существует два резонансных значения шага скрутки:

$$H_1 = \frac{4\pi k^2 |p_{44}| n_{co}^4}{\tilde{\beta}_n (A_n - 2B_n)}, \quad \text{где моды нулевого приближения (моды скрученного волокна без анизотропии) } |1,1\rangle \text{ и } |TM_{0,n}\rangle \text{ имеют одинаковые постоянные распространения,}$$

$$\text{и } H_2 = \frac{4\pi k^2 |p_{44}| n_{co}^4}{\tilde{\beta}_n |A_n|}, \quad \text{где постоянные распространения мод } |-1,-1\rangle \text{ и } |TE_{0,n}\rangle$$

совпадают. Здесь $|1,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} F_{1,n}(r) \\ iF_{1,n}(r) \\ \frac{i}{\tilde{\beta}_{1,n} r} [rF'_{1,n} - F_{1,n}] e^{i\varphi} \end{pmatrix} e^{i\varphi}$ и

$$|-1,-1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} F_{1,n}(r) \\ -iF_{1,n}(r) \\ \frac{i}{\tilde{\beta}_{1,n} r} [rF'_{1,n} - F_{1,n}] e^{-i\varphi} \end{pmatrix} e^{-i\varphi} \quad \text{- право и лево циркулярно-}$$

поляризованные ОВ, где первый индекс описывает знак поляризации, в то время как

второй определяет топологический заряд, мода $|TM_{0,n}\rangle = \begin{pmatrix} F_{1,n}(r) \cos \varphi \\ F_{1,n}(r) \sin \varphi \\ \frac{i}{\tilde{\beta}_{1,n} r} [rF'_{1,n} + F_{1,n}] \end{pmatrix}$ и

$$|TE_{0,n}\rangle = \begin{pmatrix} -F_{1,n}(r) \sin \varphi \\ F_{1,n}(r) \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$

представляют собой стандартные радиально и азимутально поляризованные моды идеального волокна.

Понятно, что вблизи точек вырождения влияние даже малой эллиптичности и материальной анизотропии может существенно изменить структуру мод и привести к сильной гибридизации соответствующих мод нулевого приближения посредством резонансного взаимодействия.

Моды вблизи H_1 имеют вид:

$$\begin{aligned} |\Psi_1\rangle_{H_1} &= \text{sgn}(E - D_n) \cos \theta_1 |1,1\rangle - \sin \theta_1 |TM_{0,n}\rangle, \\ |\Psi_2\rangle_{H_1} &= \text{sgn}(E - D_n) \sin \theta_1 |1,1\rangle + \cos \theta_1 |TM_{0,n}\rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\cos 2\theta_1 = \frac{a_1}{\sqrt{1+a_1^2}}$, $0 \leq \theta_1 \leq \frac{\pi}{2}$, $a_1 = \frac{b\tilde{\beta}_n \varepsilon_1}{|D_n - E|}$, $b = \frac{k^2 |p_{44}| n_{co}^4}{\tilde{\beta}_n^2}$, $\varepsilon_1 = q - q_1$,

$$q_1 = \frac{A_n - 2B_n}{2b\tilde{\beta}_n}.$$

Постоянные распространения мод (4):

$$\beta_{1,2}^{(H_1)} = \beta_4^{(0)} + 0.5(-b\varepsilon_1 \mp \sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}), \quad (5)$$

где $Q_1 = \frac{D_n - E_n}{\tilde{\beta}_n}$.

Моды вблизи H_1 имеют вид:

$$\begin{aligned} |\Psi_1\rangle_{H_2} &= \text{sgn}(E + D_n) \cos \theta_2 |-1,-1\rangle + i \sin \theta_2 |TE_{0,n}\rangle, \\ |\Psi_2\rangle_{H_2} &= \text{sgn}(E + D_n) \sin \theta_2 |-1,-1\rangle - i \cos \theta_2 |TE_{0,n}\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

где, $0 \leq \theta_2 \leq \frac{\pi}{2}$, $a_2 = \frac{b\tilde{\beta}_n \varepsilon_2}{|D_n + E_n|}$, $\varepsilon_2 = q - q_2$, $q_2 = \frac{-A_n}{2b\tilde{\beta}_n}$.

Соответствующий спектр постоянной распространения имеет вид:

$$\beta_{1,2}^{(H_2)} = \beta_3^{(0)} + 0.5(b\varepsilon_2 \pm \sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}), \quad (7)$$

где $Q_2 = \frac{D_n + E_n}{\tilde{\beta}_n}$.

2. ЭВОЛЮЦИЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

Рассмотрим возбуждение скрученного анизотропного волокна с шагом скрутки близким к резонансному значению H_1 циркулярно-поляризованным ОВ с топологическим зарядом равным единице: $|\Psi(z=0)\rangle_{H_1} = |1,1\rangle$, который переносит единичный спиновый и орбитальный угловых моменты. Такое распределение поля на входном торце возбудит в волокне следующую суперпозицию мод:

$$|\Psi(z)\rangle_{H_1} = c_1 |\Psi_1\rangle_{H_1} \exp\left[i\beta_1^{(H_1)} z\right] + c_2 |\Psi_2\rangle_{H_1} \exp\left[i\beta_2^{(H_1)} z\right].$$

Весовые коэффициенты получаются из граничного условия: $|1,1\rangle = c_1 |\Psi_1\rangle_{H_1} + c_2 |\Psi_2\rangle_{H_1}$. Это приводит к следующему выражению для поля $|\Psi(z)\rangle_{H_1}$:

$$\begin{aligned} |\Psi(z)\rangle_{H_1} = & \left[\cos\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right) - i \frac{b\varepsilon_1}{\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}} \sin\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right) \right] |1,1\rangle + \\ & + i \operatorname{sgn}(E - D_n) \frac{Q_1}{\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}} \sin\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right) |TM_{0,n}\rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Для вычисления орбитального и спинового угловых моментов параксиального поля удобно использовать следующие выражения [10]:

$$L_z = \langle \Psi | l_z | \Psi \rangle, \quad S_z = \langle \Psi | s_z | \Psi \rangle, \quad (9)$$

где $l_z = -i \frac{\partial}{\partial \varphi}$ - оператор z -компоненты орбитального момента и $s_z = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ - оператор z -компоненты спинового момента. Применяя (9) к полю (8), получим:

$$L_z = \cos^2\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right) + \frac{(b\varepsilon_1)^2}{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2} \sin^2\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right), \quad (10)$$

и $S_z = L_z$. График зависимости орбитального и спинового моментов от продольной координаты z при различных значениях шага скрутки представлен на рис. 1.

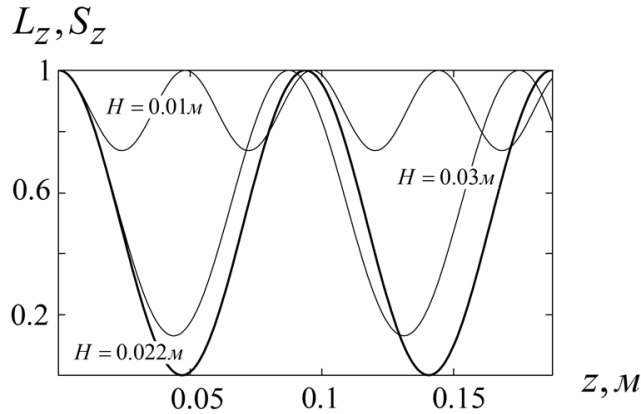


Рис. 1. Эволюция орбитального и спинового моментов поля (8), полученного при возбуждении волокна оптическим вихрем $|1,1\rangle$, при различных значениях шага скрутки. Параметры волокна: $V = 6.58$, $\Delta = 10^{-2}$, $p = -0.075$, $\Delta n^2 = 5 \cdot 10^{-6}$, $\delta = 0$.

Видно, что при распространении поля по волокну его орбитальный и спиновый моменты испытывают осцилляции, амплитуда и период которых зависят от величины шага скрутки. Если шаг скрутки равен резонансному значению H_1 (в данном примере $H_1 = 0.022m$), то амплитуда колебаний углового момента максимальна - он изменяется от $L_z = 1$, что соответствует угловому моменту вихря $|1,1\rangle$ падающего на волокно, до $L_z = 0$ (жирная кривая на рис.1). Этот процесс

происходит на длине конверсии $L_0 = \frac{\pi \tilde{\beta}_n}{2|D_n - E_n|}$ (в данном примере $L_0 = 0.047m$).

Такое поведение углового момента объясняется тем, что, как следует из (8), при выполнении условия резонанса на длине L_0 поле $|\Psi(z)\rangle_{H_1} \propto |TM_{0,n}\rangle$, а угловой момент TM -моды равен нулю. Поведение двух других кривых на рис.1 показывает, что при отклонении шага скрутки от резонансного значения угловой момент ни при каких значениях координаты z не достигает нулевого значения. Это объясняется тем, что при невыполнении условия резонанса в структуре поля $|\Psi(z)\rangle_{H_1}$ всегда присутствуют обе компоненты - TM -мода и оптический вихрь $|1,1\rangle$. Следует отметить, что при рассматриваемых параметрах волокна ($\Delta = 10^{-2}$, $n_0 = 5\lambda_{He-Ne}$, $\delta n^2 = 5 \cdot 10^{-6}$, $\delta = 0$) и при $H = H_1$, изменение момента от единицы до нуля

происходит на длине волокна порядка нескольких периодов. При этом с увеличением анизотропии длина конверсии уменьшается.

Теперь рассмотрим возбуждение волокна с шагом скрутки, близким к H_2 , лево-поляризованным ОВ с топологическим зарядом $l = -1$: $|\Psi(z=0)\rangle_{H_1} = |-1, -1\rangle$, у которого $L_z = S_z = -1$. Аналогично предыдущему случаю, мы можем получить выражение для поля, распространяющегося по волокну:

$$|\Psi(z)\rangle_{H_2} = \left[\cos\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right) + i \frac{b\varepsilon_2}{\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}} \sin\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right) \right] |-1, -1\rangle - \operatorname{sgn}(E + D_n) \frac{Q_2}{\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}} \sin\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right) |TE_{0,n}\rangle. \quad (11)$$

Спиновый и орбитальный моменты определяются следующим выражением:

$$L_z = \cos^2\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right) + \frac{(b\varepsilon_2)^2}{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2} \sin^2\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right). \quad (12)$$

Очевидно, что угловой момент (рис. 2) ведет себя полностью аналогично выше рассмотренному случаю.

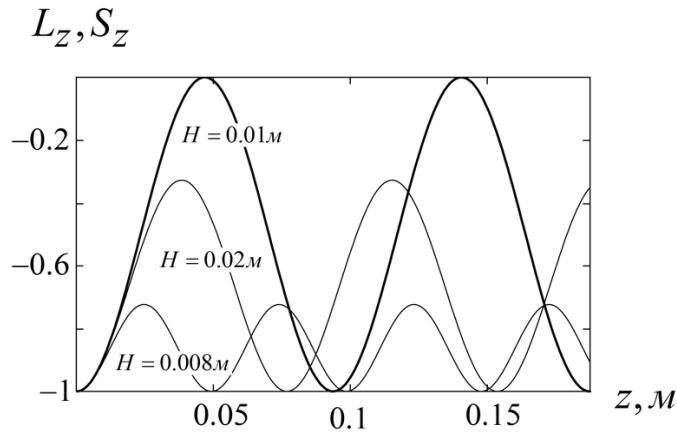


Рис. 2. Эволюция орбитального и спинового моментов поля (11), полученного при возбуждении волокна оптическим вихрем $|-1, -1\rangle$, при различных значениях шага скрутки. Параметры волокна: $V = 6.58$, $\Delta = 10^{-2}$, $p = -0.075$, $\Delta n^2 = 5 \cdot 10^{-6}$, $\delta = 0$.

Действительно, при совпадении шага скрутки с резонансным значением $H_2 = 0.01m$ (жирная кривая) угловой момент изменяется от своего значения на входе ($L_z = -1$) до $L_z = 0$, что соответствует, согласно (11), сосредоточению всей энергии поля $|\Psi(z)\rangle_{H_2}$ в моде $|TE_{0,n}\rangle$, чей спиновый и угловой моменты равны нулю. Поведение остальных кривых объясняется отличием от нуля коэффициента при вихри $|-1, -1\rangle$ в выражении (11) в любом сечении волокна.

ВЫВОДЫ

Исследована эволюция спинового и орбитального угловых моментов право и лево циркулярно-поляризованных оптических вихрей с единичным топологическим зарядом при их распространении в скрученном анизотропном оптическом волокне вблизи резонансных значений шага скрутки. Показано, что имеет место конверсия угловых моментов вихрей, эффективность которой при заданном значении анизотропии существенным образом определяется значением шага скрутки и достигает максимального значения при совпадении шага с резонансным значением. Полученные результаты позволяют определить как значения параметров волокна, при которых угловой момент практически не испытывает осцилляций (принципиально важно при использовании волокон для передачи информации, закодированной в значениях углового момента), так и их значения, при которых имеет место максимальная конверсия момента (повышает чувствительность датчиков физических величин на основе оптических вихрей).

Список литературы

1. Ulrich R. Polarization optics of twisted single-mode fibers / Ulrich R., Simon A. // Appl. Opt. – 1979. – V.18. – P. 2241-51.
2. Алексеев К.Н. Структура и спектр фундаментальной моды скрученных идеальных волокон / Алексеев К.Н., Яворский М.А. // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. Серия : Физика. – 2007. – Т 20 (59), № 1. – С.26- 33.
3. Ginsburg V.L. Investigation of stress by the optical method / Zh. Tech. Fiz. – 1944. – V. 14 – P. 181.
4. Alexeyev C.N Optical vortices in twisted optical fibres with torsional stress / Alexeyev C.N., Volyar A.V., Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2008. – V. 10. – P. 095007.
5. Angular momentum conservation and coupled vortex modes in twisted optical fibres with torsional stress / Alexeyev C.N., Borshak E.V., Volyar A.V., Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2009. – V. 11. – P. 094011.
6. Generation of radially and azimuthally polarized beams with elliptical anisotropic twisted optical fibres / Alexeyev C.N., Barshak E.V., Fadeyeva T.A., et al. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2011. – V. 13.
7. Alexeyev C.N. Intensely twisted elliptic optical fibres maintaining propagation of a single optical / Alexeyev C.N., Volyar A.V. and Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2006. – V. 8 L5.
8. Alexeyev C.N. Transformation of optical vortices in elliptical and anisotropic optical fibres / Alexeyev C.N., Volyar A.V. and Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2007. – V. 9 – P. 387.
9. Snyder A.W. Optical Waveguide Theory / Snyder A.W., Love J.D. // London : Chapman and Hall – 1985.
10. Berry M.V. Paraxial beams of spinning light / Proc. SPIE. 3487.– 1998. – p. 6-11.

Алексеев К.М. Еволюція кутового моменту оптичних вихорів в скручених анізотропних оптичних волокнах / Алексеев К.М., Баршак О.В., Яворський М.О. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 37-46.

Досліджена еволюція спінового і орбітального кутових моментів циркулярно-поляризованих оптичних вихорів з одиничним топологічним зарядом при їх поширенні в скрученому анізотропному оптичному волокні поблизу резонансних значень кроку скручування. Показано, що має місце конверсія кутових моментів вихорів, ефективність якої при заданому значенні анізотропії визначається значенням кроку скручування і досягає максимуму при резонансному значенні кроку.

Ключові слова: оптичний вихор, кутовий момент.

Alexeyev C.N. Evolution of angular momentum of optical vortices in twisted anisotropic optical fibres / Alexeyev C.N., Barshak E.V., Yavorsky M.A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 37-46.

It has been investigated the evolution of spin and orbital angular momentums of circularly-polarized optical vortices with unity topological charge in a twisted anisotropic optical fibres at the vicinity of the resonance values of the twist pitch. It is demonstrated that a conversion of angular momentums takes place and at a given value of anisotropy its efficiency essentially depends on the twist pitch. Such a conversion has the maximal efficiency at the coincidence of the twist pitch with the resonance value.

Keywords: optical vortex, angular moment.

Поступила в редакцію 10.05.2011 г.