

УДК 535:52-626:681.7. 068.2

## ВЕКТОРНАЯ ТЕОРИЯ ВЫСШИХ МОД ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

*Алексеев К.Н.<sup>1</sup>, Яворский М.А.<sup>1</sup>, Боклаг Н.А.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> *Таврический Национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина*

<sup>2</sup> *Национальный центр управления и испытаний космических средств, Евпатория, Украина*

*E-mail: [c.alexeyev@yandex.ua](mailto:c.alexeyev@yandex.ua)*

Рассмотрена структура гибридных мод высших порядков двух идентичных слабо взаимодействующих связанных оптических волокон. Вычислены спектры поляризационных поправок.

**Ключевые слова:** моды связанных оптических волокон, перекрестная связь, связанные моды.

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение распространение света в системе связанных волокон берет начало от классической работы Джонса, в которой были введены уравнения для связанных мод [1]. Последующие исследования связанных волокон, в основном, ограничивались практически значимыми случаями одномодовых волокон [2, 3]. Задача о структуре мод высших порядков в связанных волокнах рассматривалась лишь в одной работе, где изучались предельные случаи близко и далеко расположенных волокон [4]. Такая разница в количестве внимания, уделенного изучению фундаментальных мод и мод высших порядков, объясняется потребностями систем оптоволоконной связи, которые до недавнего времени преимущественно касались передачи информации по одномодовым волокнам.

Прогресс, достигнутый в коммуникационной и информационной оптике, привёл к необходимости изучения переноса информации особыми состояниями с определённым орбитальным угловым моментом, известными как оптические вихри (ОВ) [5]. Известно, что такие поля относятся к высшим модам семейства решений уравнений Максвелла в волноводах. В частности, эти состояния, определяемые азимутальным углом  $\varphi$  посредством множитель  $\exp(il\varphi)$ , где  $l = \pm 1, \pm 2, \dots$ , могут возникнуть только в случае  $|l| > 1$  мод волокна [6]. Вопрос о модах высших порядков в связанных волокнах является важным для изучения туннелирования ОВ в оптических разветвителях [7-9].

В связи с этим целью данной работы является решение задачи об определении высших мод двух идентичных связанных слабонаправляющих оптических волокон с учётом спин-орбитального взаимодействия.

### 1. ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ И УРАВНЕНИЕ НА СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

Будем решать задачу о связанных волокнах по теорией возмущения с вырождением. Согласно этому подходу, векторное волновое уравнение для  $\mathbf{e}_t$  имеет вид [10]:

$$\left[ \nabla_t^2 + k^2 n^2(x, y) \right] \mathbf{e}_t(x, y) + \nabla_t \left( \mathbf{e}_t \cdot \nabla_t \ln n^2 \right) = \beta^2 \mathbf{e}_t(x, y), \quad (1)$$

где  $n$  показатель преломления,  $k$  волновое число в вакууме,  $\nabla_t = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$  и  $\beta$  постоянная распространения. В случае двух параллельных волокон оно может быть записано в эквивалентной форме уравнения на собственные значения [11]:

$$(T + k^2 n_{cl}^2 + V_l + V_r + H_{SO,l} + H_{SO,r}) \mathbf{e}_t = \beta^2 \mathbf{e}_t, \quad (2)$$

где  $T = \nabla_t^2$ ,  $V_{l,r} = 2k^2 n_{co,l(r)}^2 \Delta_{l(r)} \bar{f}_{l(r)}(x, y)$ ,  $n_{co}(cl)$  – показатель преломления сердцевин и оболочки левого (правого) волокна, соответственно,  $\Delta_{l(r)} = (n_{co}^2 - n_{cl}^2)/2n_{co}^2$  и  $\bar{f} = \theta(1 - r/\eta)$ ,  $\theta$  – функция Хевисайда и  $\eta$  – радиус сердцевин. Оператор  $H_{SO}$  отвечает за спин-орбитальное взаимодействие в оптоволокне [6]. Чтобы получить структуру мод, необходимо построить матрицу полного оператора в левой части (2) в базисе решений скалярного уравнения для отдельных волокон. Эти векторные функции могут быть представлены в виде

матрицы  $|\Psi\rangle = \psi \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \end{pmatrix}$ , где  $n_{x,y}$  – компоненты некоторого вектора,

нормированного на единицу. Здесь  $\psi$  имеет левую либо правую локализацию (которую мы будем обозначать через  $\psi_{l(r)}$  и подразумевать, что она зависит от цилиндрических координат, связанных либо с левым, либо с правым волокном) и удовлетворяет уравнению

$$\left[ \nabla_t^2 + k^2 n_{r(l)}^2 \right] \psi_{r(l)} = \tilde{\beta}_{r(l)}^2 \psi_{r(l)}, \quad (3)$$

где  $n_{r(l)}^2 = n_{co,r(l)}^2 (1 - 2\Delta_{r(l)} f_{r(l)}(x, y))$  и  $f = \theta(r/\eta - 1)$ . При  $l \neq 0$  существуют четыре собственные функции  $\psi$ , принадлежащие одному и тому же значению  $\beta_l$ , поэтому полный базис должен состоять из восьми лево- или право-локализованных собственных функций. Для таких скалярных решений удобно выбрать состояния с хорошо определёнными орбитальными угловыми моментами:  $\psi \propto F_l(r) \exp(il\varphi)$ , где радиальная функция  $F_l(r)$  удовлетворяет уравнению [10]:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{l^2}{r^2} + k^2 n^2(r) \right] F_l(r) = \tilde{\beta}_l^2 F_l(r). \quad (4)$$

Известно, что такие решения представляют собой оптические вихри [5, 6]. В линейном базисе  $|e\rangle = \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix}$  собственные функции  $|\Psi\rangle$  могут быть записаны в явном виде как [6]:

$$|\Psi\rangle = F_l e^{il\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix} \equiv |\sigma, l\rangle, \quad (5)$$

где  $\sigma = \pm 1$  определяет знак круговой поляризации и  $l$  может быть отрицательным. Следует помнить, что в циркулярном базисе, определяемом посредством  $e_{\pm} = e_x \mp ie_y$ , поля (5) при  $\sigma = 1$  содержат столбец  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ , в то время как при  $\sigma = -1$

они пропорциональны столбцу  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ . При этом полный базис при  $l \neq 0$  содержит

восемь векторов, на которых может быть построена матрица полного оператора:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |1, 1, L\rangle, |2\rangle = |1, -1, L\rangle, |3\rangle = |-1, -1, L\rangle, |4\rangle = |-1, 1, L\rangle, \\ |5\rangle &= |1, 1, R\rangle, |6\rangle = |1, -1, R\rangle, |7\rangle = |-1, -1, R\rangle, |8\rangle = |-1, 1, R\rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

где третий индекс показывает локализацию соответствующей скалярной функции.

Матричные элементы матрицы  $H_l$  полного оператора строятся как  $H_{ij} = \langle i|H|j\rangle$ , где:

$$\langle \Phi|\Psi\rangle = \iint_S \begin{pmatrix} \Phi_x^* & \Phi_y^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_x \\ \Psi_y \end{pmatrix} dS. \quad (7)$$

Для упрощения вычислений сделаем ряд стандартных предположений [11], позволяющих получить матрицу  $H_l$ :

$$H_l = \begin{pmatrix} P_l & Q_l \\ Q_l & P_l \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где блоки имеют вид:

$$P_l = \begin{pmatrix} A_l & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_l & 0 & B_l \delta_{l1} \\ 0 & 0 & A_l & 0 \\ 0 & B_l \delta_{l,1} & 0 & B_l \end{pmatrix}, \quad Q_l = \begin{pmatrix} C_l & D_l & 0 & 0 \\ D_l & C_l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_l & D_l \\ 0 & 0 & D_l & C_l \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где  $\delta_{ij}$  дельта Кронекера и суммирование по  $l$  не предполагается. Матрица  $P_l$  определяет структуру мод идеальных волокон [6], в то время как  $Q_l$  описывает связь между волокнами. Для волокна со ступенчатым профилем имеем [6]:

$$\begin{aligned} A_l &= \frac{2\pi\Delta}{N_l} (F_l F_l' - F_l^2) \Big|_{R=1}, \quad B_l = \frac{2\pi\Delta}{N_l} (F_l F_l' + F_l^2) \Big|_{R=1}, \\ B_l &= -A_l \text{ при } |l| > 1. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $R = r/r_0$  и коэффициент нормировки:  $N_l = 2\pi r_0^2 \int_0^\infty R F_l^2(R) dR$ . Легко показать,

что постоянные взаимодействия равны:

$$C_l = 2k^2 n_{co}^2 \Delta N_l^{-1} \sum_{n=0}^{n=l} C_l^n \Lambda^{l-n} \int_0^{2\pi} \cos[(l-n)\varphi] d\varphi \int_0^1 \frac{R^{n+1}}{\tilde{R}^l} K_l(\tilde{R}) J_l(R) dR, \quad (11)$$

$$D_l = 2k^2 n_{co}^2 \Delta N_l^{-1} \sum_{n=0}^{n=l} C_l^n \Lambda^n \int_0^{2\pi} \cos[(2l-n)\varphi] d\varphi \int_0^1 \frac{R^{l-n+1}}{\tilde{R}^l} K_l(\tilde{R}) J_l(R) dR, \quad (12)$$

где  $\tilde{R}^2 = R^2 + \Lambda^2 + 2\Lambda R \cos \varphi$ ,  $\Lambda = L/r_0$  и  $L$  – расстояние между центрами волокон,  $K_l$  – модифицированная функция Бесселя,  $J_l$  – функция Бесселя,  $C_l^n$  – биномиальные коэффициенты. Графики интегралов перекрытия (11), (12) показаны на рис. 1.

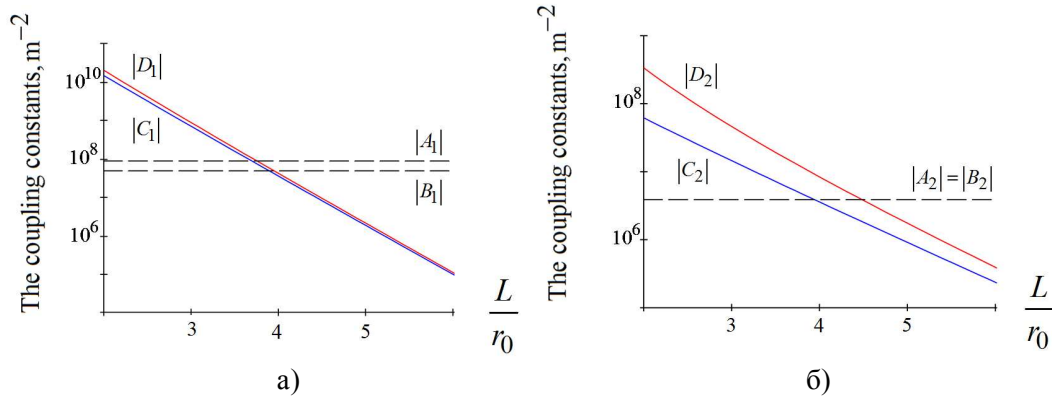


Рис. 1. Зависимость постоянных взаимодействия  $C_l$  и  $D_l$  от расстояния  $L$  между центрами волокон для мод с азимутальными числами  $l=1$  (а) и  $l=2$  (б);  $V = 4.2$ ,  $\Delta = 10^{-3}$ ,  $r_0 = 10\lambda_{He-Ne}$ . Пунктирная линия показывает постоянные, характеризующие спин-орбитальное взаимодействие. По оси  $x$  используется логарифмическая шкала.

Очевидно, что влияние спин-орбитального взаимодействия существенно только в тех областях, где его постоянные  $A_l, B_l$  сравнимы или больше, чем постоянные взаимодействия  $C_l$  и  $D_l$ . В остальных областях применимо скалярное приближение, и необходимость учитывать градиентный член в волновом уравнении (1) отсутствует.

## 2. ГИБРИДНЫЕ МОДЫ СВЯЗАННЫХ ВОЛОКОН

Как известно, структура мод определяется решением задачи на собственные значения матрицы  $H_l$ :

$$H_l \mathbf{x}_l = \lambda \mathbf{x}_l, \quad (13)$$

где компоненты  $x_i$  собственного вектора  $\mathbf{x}_l$  определяют вид соответствующей моды  $|\psi\rangle$ :  $|\psi\rangle = \sum_i x_i |i\rangle$ . Здесь  $|i\rangle$  берётся из (6). Спектр  $\lambda$  даёт поляризационные

поправки  $\delta\beta_i$  к скалярной постоянной распространения [10]:  $\delta\beta_i = \lambda_i / 2\tilde{\beta}$ .

Используя хорошо разработанные методы [12], можно получить аналитические выражения для гибридных мод связанных волокон.

Примечательно, что их структура не зависит от значения  $l$ . Нормированные на единицу моды имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} |\psi_{1l}\rangle &= \frac{1}{2} \cos \theta_{1l} \{|1\rangle - |3\rangle - |5\rangle + |7\rangle\} + \frac{1}{2} \sin \theta_{1l} \{|2\rangle - |4\rangle - |6\rangle + |8\rangle\}, \\ |\psi_{2l}\rangle &= \frac{1}{2} \sin \theta_{1l} \{|1\rangle - |3\rangle - |5\rangle + |7\rangle\} - \frac{1}{2} \cos \theta_{1l} \{|2\rangle - |4\rangle - |6\rangle + |8\rangle\}, \\ |\psi_{3l}\rangle &= \frac{1}{2} \cos \theta_{2l} \{|1\rangle + |3\rangle - |5\rangle - |7\rangle\} + \frac{1}{2} \sin \theta_{2l} \{|2\rangle + |4\rangle - |6\rangle - |8\rangle\}, \\ |\psi_{4l}\rangle &= \frac{1}{2} \sin \theta_{2l} \{|1\rangle + |3\rangle - |5\rangle - |7\rangle\} - \frac{1}{2} \cos \theta_{2l} \{|2\rangle + |4\rangle - |6\rangle - |8\rangle\}, \\ |\psi_{5l}\rangle &= \frac{1}{2} \cos \theta_{3l} \{|1\rangle - |3\rangle + |5\rangle - |7\rangle\} + \frac{1}{2} \sin \theta_{3l} \{|2\rangle - |4\rangle + |6\rangle - |8\rangle\}, \\ |\psi_{6l}\rangle &= \frac{1}{2} \sin \theta_{3l} \{|1\rangle - |3\rangle + |5\rangle - |7\rangle\} - \frac{1}{2} \cos \theta_{3l} \{|2\rangle - |4\rangle + |6\rangle - |8\rangle\}, \\ |\psi_{7l}\rangle &= \frac{1}{2} \cos \theta_{4l} \{|1\rangle + |3\rangle + |5\rangle + |7\rangle\} + \frac{1}{2} \sin \theta_{4l} \{|2\rangle + |4\rangle + |6\rangle + |8\rangle\}, \\ |\psi_{8l}\rangle &= \frac{1}{2} \sin \theta_{4l} \{|1\rangle + |3\rangle + |5\rangle + |7\rangle\} - \frac{1}{2} \cos \theta_{4l} \{|2\rangle + |4\rangle + |6\rangle + |8\rangle\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Управляющие коэффициенты зависят от  $l$ . При  $l = 1$  имеем:

$$\begin{aligned} \sin \theta_{11} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{A_1}{R_1}}, \quad \cos \theta_{11} = \frac{\text{sgn}(-D_1)}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{A_1}{R_1}}, \\ \sin \theta_{21} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{A_1 - 2B_1}{R_2}}, \quad \cos \theta_{21} = \frac{\text{sgn}(-D_1)}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{A_1 - 2B_1}{R_2}}, \\ \sin \theta_{11} &= \sin \theta_{31}, \quad \cos \theta_{11} = -\cos \theta_{31}, \end{aligned}$$

$$\sin \theta_{21} = \sin \theta_{41}, \quad \cos \theta_{21} = -\cos \theta_{41}. \quad (15)$$

Здесь  $R_1 = \sqrt{A_1^2 + 4D_1^2}$ ,  $R_2 = \sqrt{(A_1 - 2B_1)^2 + 4D_1^2}$ . Очевидно, что есть только два управляющих угла ( $\theta_{11}$  и  $\theta_{21}$ ), определяющих модовую структуру. Зависимость модовых коэффициентов при  $l=1$  от расстояния между волокнами показана на рис. 2.

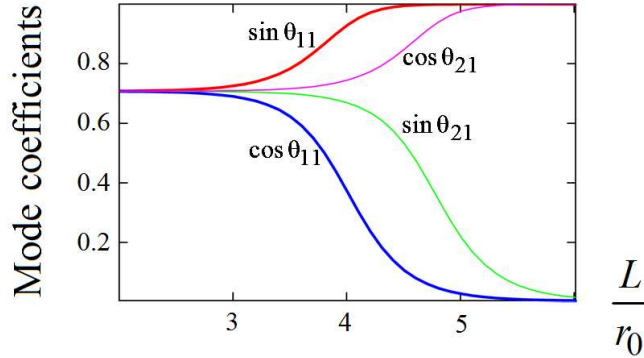


Рис. 2. Зависимость управляющих коэффициентов (15) для азимутального числа  $l=1$  от расстояния между центрами волокон  $L$ ;  $V=4.2$ ,  $\Delta=10^{-3}$ ,  $r_0=10\lambda_{He-Ne}$ .

При  $l > 1$  ситуация ещё проще – есть только один управляющий угол, определяющий модовую структуру:

$$\sin \theta_{1l} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{A_l}{\sqrt{A_l^2 + D_l^2}}}, \quad \cos \theta_{1l} = \frac{\text{sgn}(-D_l)}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{A_l}{\sqrt{A_l^2 + D_l^2}}},$$

$$\sin \theta_{1l} = \sin \theta_{2l} = \sin \theta_{3l} = \sin \theta_{4l}, \quad \cos \theta_{1l} = \cos \theta_{2l} = -\cos \theta_{3l} = -\cos \theta_{4l}. \quad (16)$$

Графики управляющих коэффициентов как функций  $L$  для некоторых  $l > 1$  показаны на рис. 3.

Поляризационные поправки к скалярным постоянным распространения  $\tilde{\beta}_l$  при  $l=1$  имеют вид:

$$\begin{aligned} \delta\beta_{1,2} &= \frac{1}{2\tilde{\beta}_1} (A_1 - 2C_1 \pm R_1); & \delta\beta_{3,4} &= \frac{1}{2\tilde{\beta}_1} (A_1 + 2B_1 - 2C_1 \pm R_2); \\ \delta\beta_{5,6} &= \frac{1}{2\tilde{\beta}_1} (A_1 + 2C_1 \pm R_1); & \delta\beta_{7,8} &= \frac{1}{2\tilde{\beta}_1} (A_1 + 2B_1 + 2C_1 \pm R_2). \end{aligned} \quad (17)$$

Графики этих поправок как функции  $L$  показаны на рис. 4.

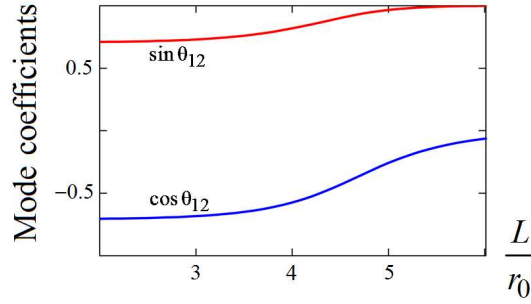


Рис. 3. Зависимость управляющих коэффициентов (16) для азимутального числа  $l=2$  от расстояния между центрами волокон  $L$ ;  $V=4.2$ ,  $\Delta=10^{-3}$ ,  $r_0=10\lambda_{He-Ne}$ .

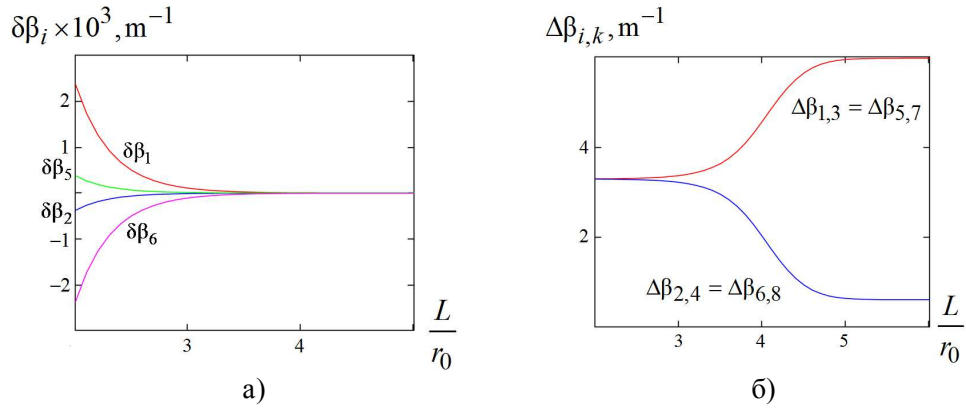


Рис. 4. Зависимость поправок  $\delta\beta_i$  к скалярной постоянной распространения от расстояния между центрами волокон  $L$  (а). Показаны только четыре постоянные распространения, так как оставшиеся четыре почти в точности совпадают с указанными. Рисунок (б) демонстрирует разницу между близко расположенными постоянными распространения;  $\Delta\beta_{i,k} = \delta\beta_i - \delta\beta_k$ ;  $V=4.2$ ,  $\Delta=10^{-3}$ ,  $r_0=10\lambda_{He-Ne}$ .

Очевидно, что для  $l=1$  мод связанных волокон вырождение отсутствует. Следует заметить, что в идеальных волокнах при  $l=1$  один из энергетических уровней остаётся дважды вырожденным и соответствует ОБ  $|1,1\rangle$  и  $|1,-1\rangle$ . В связанных волокнах это остаточное вырождение снимается скалярным спариванием, как показано в (17). При  $l > 1$  вырождение возникает снова:

$$\delta\beta_{1,2} = \delta\beta_{3,4} = \frac{1}{\tilde{\beta}_l} \left( -C_l \pm \sqrt{A_l^2 + D_l^2} \right), \quad \delta\beta_{5,6} = \delta\beta_{7,8} = \frac{1}{\tilde{\beta}_l} \left( C_l \pm \sqrt{A_l^2 + D_l^2} \right). \quad (18)$$

Спектральные кривые для данного случая представлены на рис. 5.

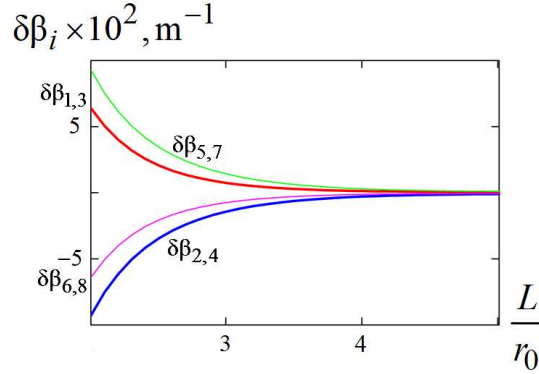


Рис. 5. Зависимость поправок  $\delta\beta_i$  к скалярной постоянной распространения для  $l=2$  мод от расстояния между центрами волокон  $L$ . Заметьте, что каждая постоянная распространения является дважды вырожденной;  $V=4.2$ ,  $\Delta=10^{-3}$ ,  $r_0=10\lambda_{He-Ne}$ .

Интересно исследовать структуру мод (14) в некоторых предельных случаях. Как следует из рис. 2, для далеко расположенных волокон интегралы перекрытия значительно меньше, чем постоянные спин-орбитального взаимодействия отдельных волокон:  $C_l, D_l \ll A_l, B_l$ . В этом случае моды представляют собой симметричные и антисимметричные комбинации стандартных мод левого-правого волокон.

Другой предельный случай касается близко расположенных волокон, где постоянные спин-орбитального взаимодействия намного меньше интегралов перекрытия:  $C_l, D_l \gg A_l, B_l$ . В пределе имеем:  $|\sin \theta_i| = |\cos \theta_i| = \frac{1}{\sqrt{2}}$ . В базисе линейных поляризаций, отмеченных нижним индексом “ $l$ ”, получаем следующие выражения при  $l=1$ :

$$\begin{aligned}
 |\psi_{1,6}\rangle_l &\propto [F_1(r_L)\sin\varphi_L \mp F_1(r_R)\sin\varphi_R] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \\
 |\psi_{2,5}\rangle_l &\propto [F_1(r_L)\cos\varphi_L \mp F_1(r_R)\cos\varphi_R] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}; \\
 |\psi_{3,8}\rangle_l &\propto [F_1(r_L)\sin\varphi_L \mp F_1(r_R)\sin\varphi_R] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}; \\
 |\psi_{4,7}\rangle_l &\propto [F_1(r_L)\cos\varphi_L \mp F_1(r_R)\cos\varphi_R] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{19}$$



Как следствие, моды являются симметричными и антисимметричными комбинациями  $LP$ -мод. Для произвольного  $l$  следует сделать следующую замену:  $\varphi \rightarrow l\varphi, F_l \rightarrow F_l$ . Очевидно, что выражения (19) будут также справедливы для произвольного расстояния между волокнами, если пренебрегать спин-орбитальным взаимодействием, что соответствует скалярному приближению. Хотя этим взаимодействием, вообще говоря, пренебрегать нельзя, для многомодовых волокон с небольшими значениями постоянных спин-орбитального взаимодействия область, в которой справедливы выражения для мод в скалярном приближении (19), значительно расширяется.

### ВЫВОДЫ

В данной работе мы изучили структуру гибридных мод высших порядков двух связанных слабонаправляющих идентичных оптических волокон, которые возникают благодаря взаимному эффекту спин-орбитального взаимодействия внутри волокон и псевдоскалярной связи между полями этих волокон. На основе теории возмущения с вырождением для векторного волнового уравнения получены выражения для мод с азимутальными числами  $l \geq 1$ . Вычислены поляризационные поправки к скалярным постоянным распространения для широкого диапазона расстояний между волокнами. Показано, что в предельном случае близко расположенных волокон выражения для мод переходят в известные комбинации линейно поляризованных чётных и нечётных мод отдельных волокон. Полученные результаты могут быть использованы для изучения туннелирования оптических вихрей в прямых разветвителях и в вопросах, связанных с информационной безопасностью.

### Список литературы

1. Jones A.L. Coupling of optical fibers and scattering in fibers / Jones A.L. // J. Opt. Soc. Am. – 1965. – V. 55. – pp. 261-271.
2. Selected papers on coupled-mode theory in guided-wave optics / ed. Hall D.J. – SPIE Milestone series, MS 84. – SPIE Optical Engineering Press, 1993.
3. Black R.J. Optical waveguide modes / Black R.J. and Gagnon L. – Mc Graw Hill, New York, 2010.
4. Snyder A.W. Modes of optical waveguides / Snyder A.W. and Young W.R. // J. Opt. Soc. Am. – 1978. – V. 68. –pp. 297-309.
5. Optical Vortices (Volume 228 in Horizons of World Physics) / eds. Vasnetsov M. and Staliunas K. – Nova Science, Huntington, N.Y., 1999.
6. Volyar A.V. Fiber singular optics / Volyar A.V. // Ukr. J. Phys. Opt. – 2002. – V.3. – pp. 69-96.
7. Volyar A.V. Tunnelling selection of optical vortices / Volyar A.V. and Fadeeva T.A. // Tech. Phys. Lett. – 2003. – V. 29, No. 7. – pp. 594-597.
8. Volyar A.V. Vectorial topological dipole in output radiation of a fiber optical coupler / Volyar A.V. and Fadeeva T.A. // Tech. Phys. Lett. – 2004. – V. 30, No. 7. – pp. 553-556.
9. Fadeyeva T.A. Polarization metrology of the tunnel vortex selection / Fadeyeva T.A. and Polyakov O.V. // Proc. SPIE. – 2004. – V. 5582 – pp. 278-286.
10. Snyder A.W. Optical waveguide theory / Snyder A.W. and Love J.D. – Chapman and Hall, London, New York, 1985.

11. Alexeyev C.N. Effect of the spin-orbit interaction on polarization conversion in coupled waveguides / Alexeyev C.N., Alexeyev A.N., Boklag N.A., Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2009. – V. 11 – P. 125404.
12. Horn R.A. Matrix analysis / Horn R.A. and Johnson C.R. – Cambridge University Press, Cambridge, New York, 1985.

**Алексеев К.М., Яворський М.О., Боклаг Н.О.** // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), №3. – С. 54-63.

Розглянуто структуру гібридних мод вищих порядків двох ідентичних слабо взаємодіючих зв'язаних оптичних волокон. Розраховано спектри поляризаційних поправок.

**Ключові слова:** моди зв'язаних оптичних волокон, перехрестний зв'язок, зв'язані моди.

**Alexeyev C.N., Yavorsky M.A. and Boklag N.A.** // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No.3. – P. 54-63.

It is studied the structure of hybrid higher order modes of two coupled weakly guiding identical optical fibres. The spectra of polarization corrections are calculated.

**Keywords:** modes of coupled optical fibres, cross-talk, coupled modes.

*Поступила в редакцію 11.11.2010 г.*