

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИНЦИПАЛЬНЫХ МОД МАЛОМОДОВОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА ОСНОВЕ ПРИМЕНЕНИЯ МНОГОКАНАЛЬНОГО ДОО

Любопытов В.С., Кутлюяров Р.В., Багманов В.Х., Султанов А.Х.
Уфимский государственный авиационный технический университет

Аннотация

В статье предлагается новый метод, предназначенный для определения матрицы распространения оптического волокна (ОВ) в маломодовом режиме и расчёта соответствующих принципиальных мод. В основе предлагаемого метода лежит идея расширения на базис пространственных мод подхода, известного как Jones Matrix Eigenanalysis (JME), позволяющего определять матрицу распространения и принципиальные состояния поляризации одномодового волокна. В качестве корреляционного фильтра предполагается использование многоканального дифракционного оптического элемента, реализуемого на базе пространственного модулятора света (SLM). Эффективность предложенного метода подтверждается результатами численного моделирования, полученными для маломодового ОВ со ступенчатым профилем показателя преломления в режиме сильного смешения мод.

Ключевые слова: смешение мод, межмодовая дисперсия, дифракционный оптический элемент, мультиплексирование с модовым разделением каналов, принципиальные моды.

Введение

В настоящее время вследствие недостатка ресурсов одномодового оптического волокна (SMF) в линейном режиме для передачи растущих объёмов информации [1, 2] большой интерес вызывает реализация телекоммуникационных систем на основе мультиплексирования с модовым разделением каналов (MDM) [3–6]. Технология MDM предполагает использование маломодового волокна (FMF), которое имеет осесимметричную структуру и в отличие от многосердцевидных волокон (MCF) может быть изготовлено по стандартной промышленной технологии. С математической точки зрения использование пространственных мод ОВ, переносящих различный орбитальный угловой момент (ОАМ), приводит к появлению дополнительного базиса ортогональных функций, доступного для модуляции и мультиплексирования полезных сигналов.

Однако при передаче заданной линейной суперпозиции мод по ОВ существенной длины происходит их случайное смешение [7–9], описываемое комплексной частотно-зависимой матрицей распространения ОВ. В результате совместного действия смешения мод и межмодовой дисперсии (МД) возникает эффект межмодовой интерференции, который не позволяет надёжно передавать мультиплексированный по модам сигнал в ОВ без применения ресурсоёмкой цифровой обработки сигнала по технологии ММО.

В [10] было показано, что по аналогии с концепцией принципиальных состояний поляризации (ПСП) [11], на которой базируется теория поляризационной модовой дисперсии (ПМД) в SMF [12, 13], может быть введён базис из N ортогональных пространственных мод, называемых принципиальными модами (ПМ), которые не подвержены МД первого порядка и остаются ортогональными на выходе ОВ. По определению, входные и выходные ПМ представляют собой собственные функции соответствующих операторов групповой задержки и могут рассматриваться как самовоспроизводящиеся модовые пучки для ОВ с де-

фектами (флуктуациями границы сердцевина-оболочка, макро- и микроизгибами). Концепция применения ПМ в телекоммуникационных системах была проанализирована в [14, 15], где авторы показали принципиальную возможность их использования в качестве базиса ортогональных несущих. Авторы статьи [16] расширили модель ПМ на пространство Стокса, обобщив тем самым формализм, разработанный для описания ПМД, на базис пространственных мод.

Однако в настоящее время, насколько нам известно, не предложено каких-либо методов, позволяющих в реальных условиях однозначно определять комплексную матрицу распространения ОВ и базисы входных и выходных ПМ. Для решения данной задачи в настоящей статье мы предлагаем метод, основанный на оптическом корреляционном анализе и представляющий собой метод JME [13, 17], расширенный на базис пространственных мод ОВ.

1. Модель распространения сигнала по ОВ в обобщённом пространстве Джонса

При построении модели все оптические сигналы будем считать узкополосными в окрестности несущей частоты ω_0 , а нелинейные эффекты пренебрежимо малы. В качестве среды распространения рассмотрим ОВ со ступенчатым профилем показателя преломления, поддерживающее N пространственных мод при данном значении ω_0 . С одной стороны, ступенчатый профиль, являясь наиболее простым, не предполагает минимизации смешения мод и дифференциальной групповой задержки (ДГЗ), и потому удобен для численной проверки эффективности предлагаемого метода. С другой стороны, FMF со ступенчатым профилем часто рассматривается в качестве среды передачи для реальных систем с MDM [18–20]. Таким образом, далее электромагнитные (ЭМ) поля будем представлять в базисе мод Бесселя.

В приближении слабонаправляющего ОВ ($\Delta n < 1\%$) [21] может быть получен базис LP-мод $E_{p,q}(\mathbf{r}, z) = e^{-i\beta_{p,q}z} E_{p,q}(\mathbf{r})$, каждая из которых содержит множитель $e^{\pm i p \phi}$ и переносит ОАМ, пропорциональ-

ный азимутальному индексу p [5, 22, 23]. Здесь и далее $\mathbf{r} = (r, \varphi)$, β_{pq} – коэффициент распространения моды с индексами p, q .

Поскольку собственные моды ОВ $E_{pq}(\mathbf{r})$ образуют базис ортогональных функций, мы можем описывать распространяющееся в волокне ЭМ излучение как с помощью поперечного распределения поперечной составляющей электрического поля:

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{p,q} a_{pq} E_{pq}(\mathbf{r}), \tag{1}$$

так и с помощью соответствующего комплексного вектора $|a\rangle$, представляющего собой разложение данного поля по собственным модам.

Распространение ЭМ поля через линейную среду, поддерживающую N пространственных мод, можно представить с помощью выражения [10]

$$\varepsilon^{out} |a^{out}\rangle = e^{\phi(\omega)} \mathbf{U}(\omega) \varepsilon^{in} |a^{in}\rangle, \tag{2}$$

где $|a^{in}\rangle$ и $|a^{out}\rangle$ – комплексные единичные вектора размера $N \times 1$, определяющие ЭМ поле на входе и выходе ОВ соответственно, ε^{in} и ε^{out} – соответствующие действительные значения амплитуды, $\mathbf{U}(\omega)$ – матрица распространения ОВ размера $N \times N$, $\phi(\omega)$ описывает общие для всех мод затухание и фазовый сдвиг.

Согласно кусочно-регулярной модели, полная матрица распространения ОВ может быть выражена в следующем виде [9]:

$$\mathbf{U}(\omega) = \prod_{k=1}^K \mathbf{U}^{(k)}(\omega), \tag{3}$$

где $\mathbf{U}^{(k)}(\omega)$ – матрица распространения k -го участка с длиной $L^{(k)}$, которая не должна существенно превышать длину корреляции для данного ОВ.

Будем считать, что смешение мод определяется, в первую очередь, изгибами волокна и эллиптичностью сердцевин, учитывая при этом поворот плоскости изгиба между последовательными участками ОВ на случайный угол Θ . Таким образом, каждую матрицу $\mathbf{U}^{(k)}(\omega)$ представим как произведение двух матриц:

$$\mathbf{U}^{(k)}(\omega) = \mathbf{V}^{(k)} \mathbf{\Lambda}^{(k)}(\omega), \tag{4}$$

где частотно-зависимая матрица $\mathbf{\Lambda}^{(k)}(\omega)$ описывает распространение через k -й участок ОВ, включая эффекты ДГЗ, дифференциальных модовых потерь (MDL) и смешения мод, а частотно-независимая матрица $\mathbf{V}^{(k)}$ на входе k -го участка описывает его поворот по отношению к предыдущему.

Пренебрегая смешением между модами, распространяющимися в прямом и обратном направлениях, уравнение смешения запишем в следующем виде [8]:

$$\frac{da_{\mu}}{dz} = -i\beta_{\mu} a_{\mu} + \sum_{\nu} K_{\mu\nu} a_{\nu}, \tag{5}$$

где μ и ν – мультииндексы, определяемые соответствующими значениями азимутальных и радиальных индексов, a_{μ} – коэффициенты в модовом разложении поля, образующие вектор $|a\rangle$, и $K_{\mu\nu}$ – коэффициенты смешения. Представляя (5) в матричной форме, для каждого k -го участка можем записать:

$$\frac{d|a\rangle}{dz} = (-\mathbf{\Gamma}(\omega) + \mathbf{K}^{(k)}(\omega)) |a\rangle, \tag{6}$$

где

$$\mathbf{\Gamma}(\omega) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\alpha_1 - \bar{\alpha}) + i(\beta_1(\omega) - \bar{\beta}_0) & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \frac{1}{2}(\alpha_N - \bar{\alpha}) + i(\beta_N(\omega) - \bar{\beta}_0) \end{pmatrix}, \tag{7}$$

$$\mathbf{K}^{(k)}(\omega) = \begin{pmatrix} 0 & K_{12}^{(k)} & \dots & K_{1N}^{(k)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ K_{N1}^{(k)} & K_{N2}^{(k)} & \dots & 0 \end{pmatrix}. \tag{8}$$

В выражении (7) $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}_0$ – соответственно средние модовые потери и среднее значение не зависящего от частоты члена в разложении коэффициента распространения в ряд Тейлора. Тогда ϕ в выражении (2) можно выразить как $\phi = -(0,5\bar{\alpha} + i\bar{\beta}_0)L$.

Считая, что $\mathbf{\Gamma}$ и $\mathbf{K}^{(k)}$ не зависят от z , из (6) и (2) получаем:

$$\mathbf{\Lambda}^{(k)}(\omega) = e^{(-\mathbf{\Gamma}(\omega) + \mathbf{K}^{(k)}(\omega))L^{(k)}}. \tag{9}$$

Используя теорию смешения поля в терминах локальных нормальных мод [8] и полагая, что радиус изгиба каждого участка много меньше его длины, для коэффициентов смешения вследствие изгиба получаем:

$$K_{\mu\nu}^{(k)} = \frac{\xi^{(k)} (\delta_{p,m-1} + \delta_{p,m+1} + \delta_{p,1-m})}{(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})^2} \Upsilon_{\mu\nu}, \tag{10}$$

где $\xi^{(k)}$ – кривизна k -го участка, p и m – азимутальные индексы рассматриваемых мод, δ – символ Кронекера, и множитель $\Upsilon_{\mu\nu}$ выражается следующим образом:

$$\Upsilon_{\mu\nu} = \frac{i\gamma_{\mu}\gamma_{\nu}}{2n_1k_0a\sqrt{e_p}e_m} \times \frac{J_p(\kappa_{\mu}a)J_m(\kappa_{\nu}a)}{\sqrt{|J_{p-1}(\kappa_{\mu}a)J_{p+1}(\kappa_{\mu}a)J_{m-1}(\kappa_{\nu}a)J_{m+1}(\kappa_{\nu}a)|}}, \tag{11}$$

где a – радиус сердцевин, параметры κ и γ выражаются как $\kappa_{pq} = \sqrt{(k_0n_1)^2 - \beta_{pq}^2}$ и $\gamma_{pq} = \sqrt{\beta_{pq}^2 - (k_0n_2)^2}$, n_1 и n_2 – показатели преломления сердцевин и оболочки соответственно в точке $z=0$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число в вакууме, $e_m = 2$ для $m=0$ и $e_m = 1$ в остальных случаях.

Для коэффициентов смешения из-за эллиптичности сердцевин получаем

$$K_{\mu\nu}^{(k)} = \frac{\zeta^{(k)} (\delta_{p,m-2} + \delta_{p,m+2} + \delta_{p,2-m})}{(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})} \Upsilon_{\mu\nu}, \tag{12}$$

где $\zeta^{(k)} = \frac{1}{2} d(a_x^{(k)}(z) - a_y^{(k)}(z)) / dz$ – девиация разности между радиусами сердцевин по осям x и y на длине k -го участка. Однако, как показало численное моделирование, случайное отклонение формы сердцевин от цилиндрической даже на величину порядка единиц мкм/м приводит к пренебрежимо малому смешению мод в сравнении с изгибами ОВ.

Вследствие инвариантности мод $E_{pq}(\mathbf{r})$ к повороту вращение осей между секциями k и $k+1$ не приводит непосредственно к смешению мод. Однако каждая вихревая мода с азимутальным индексом p претерпевает фазовый сдвиг на $-p\Theta$, где Θ – случайный угол. Таким образом, матрица $\mathbf{V}^{(k)}$ является диагональной с элементами $v_{\mu\mu}^{(k)} = e^{-ip\Theta^{(k)}}$ на главной диагонали.

2. Принципиальные моды оптического волокна

Вывод ПМ может быть осуществлён по аналогии с феноменологическим подходом, используемым для описания ПСП в SMF [11]. Рассмотрим ЭМ поле $\varepsilon^{in}|a^{in}\rangle$ на входе ОВ на заданной фиксированной частоте. Дифференцируя выражение (2) по частоте и исключая $\varepsilon^{in}|a^{in}\rangle$, получаем:

$$|a^{out}\rangle_{\omega} = \left(\left(\phi_{\omega} - \frac{\varepsilon_{\omega}^{out}}{\varepsilon_{\omega}^{out}} \right) \mathbf{I} + \mathbf{U}_{\omega} \mathbf{U}^{-1} \right) |a^{out}\rangle, \quad (13)$$

где \mathbf{I} – единичная матрица. Запишем выходное ЭМ поле в следующем виде:

$$|a^{out}\rangle = |p^{out}\rangle e^{-i\phi_{\omega}^{out}} \quad (14)$$

и согласно определению принципиальных мод поставим условие $\partial|p^{out}\rangle/\partial\omega = 0$. Тогда можем записать:

$$|a^{out}\rangle_{\omega} = -i\phi_{\omega}^{out} |a^{out}\rangle, \quad (15)$$

где $\phi_{\omega}^{out} = \partial\phi_{\omega}^{out}/\partial\omega$ представляет собой групповую задержку τ_g выходной ПМ $|p^{out}\rangle$ [12].

Подставляя (15) в (13), получаем уравнение на собственные значения в пространстве Джонса, обобщённом на базис пространственных мод:

$$\mathbf{G}|p^{out}\rangle = \tau|p^{out}\rangle, \quad (16)$$

где матрица \mathbf{G} , выражаемая в виде

$$\mathbf{G} = -i\mathbf{U}_{\omega} \mathbf{U}^{-1}, \quad (17)$$

имеет собственные значения

$$\tau = -\phi_{\omega}^{out} + i\phi_{\omega} - i\varepsilon_{\omega}^{out}/\varepsilon_{\omega}^{out} \quad (18)$$

и собственные вектора $|p^{out}\rangle$, представляющие собой выходные ПМ. По аналогии с выходными ПСП, выходные ПМ формируют базис ортогональных функций [10]. Сравнивая (13) и (15), получаем N соответствующих значений групповой задержки (ГЗ):

$$\tau_g = \phi_{\omega}^{out} = \tau_0 - \text{Re}[\tau], \quad (19)$$

т.е. действительные части собственных значений τ имеют физический смысл относительных ГЗ соответствующих ПМ. На основе данных значений мы можем определить ДГЗ как разность между ГЗ самой медленной и самой быстрой ПМ: $\Delta\tau = \tau_g^+ - \tau_g^-$.

Дифференцируя (2) и исключая $|a^{out}\rangle$, выразим также производную выходного вектора $|a_{\omega}^{out}\rangle$ через входной вектор $|a^{in}\rangle$:

$$\varepsilon^{out}|a_{\omega}^{out}\rangle_{\omega} = e^{\phi} \left(\left(\phi_{\omega} - \frac{\varepsilon_{\omega}^{out}}{\varepsilon_{\omega}^{out}} \right) \mathbf{U} + \mathbf{U}_{\omega} \right) \varepsilon^{in}|a^{in}\rangle. \quad (20)$$

Делая аналогичную подстановку для входного вектора $|a^{in}\rangle = |p^{in}\rangle e^{-i\phi^{in}}$ и приравнявая производную

выходной ПМ к нулю, с использованием (18) получаем следующее уравнение на собственные значения:

$$\mathbf{F}|p^{in}\rangle = \tau|p^{in}\rangle, \quad (21)$$

которое определяет входные ПМ $|p^{in}\rangle$ как собственные вектора матрицы

$$\mathbf{F} = -i\mathbf{U}^{-1}\mathbf{U}_{\omega}. \quad (22)$$

В общем случае собственные значения τ имеют также мнимую часть

$$\text{Im}[\tau] = -0,5\bar{\alpha}_{\omega}L - \varepsilon_{\omega}^{out}/\varepsilon_{\omega}^{out}, \quad (23)$$

которая обладает физическим смыслом частотно-зависимых потерь на длине передачи L для соответствующей ПМ [15]. Если же пренебречь MDL, матрица распространения $\mathbf{U}(\omega)$ становится унитарной [10]. Тогда матрицы \mathbf{F} и \mathbf{G} , которые теперь можно записать как $\mathbf{F} = -i\mathbf{U}^{\dagger}\mathbf{U}_{\omega}$ и $\mathbf{G} = -i\mathbf{U}_{\omega}\mathbf{U}^{\dagger}$, становятся эрмитовыми и должны иметь действительные собственные значения τ (в самом деле, если $\mathbf{U}(\omega)$ унитарна, то $\varepsilon^{out} = e^{-0,5\bar{\alpha}L}\varepsilon^{in}$ и выражение (23) будет равно нулю).

При рассмотрении ПМ \hat{p} в обобщённом пространстве Стокса [16] взаимосвязь между векторами $|p\rangle$ и \hat{p} может быть представлена в том же виде, что и для классических пространств Джонса и Стокса:

$$\hat{p} = \langle p|\bar{\mathbf{A}}|p\rangle, \quad (24)$$

$$|p\rangle = \hat{p}\bar{\mathbf{A}}|p\rangle, \quad (25)$$

где $\bar{\mathbf{A}}$ – вектор, состоящий из D матриц Λ_j размером $2N \times 2N$. Данные матрицы представляют собой обобщение матриц Паули на случай $D > 2$ в соответствии с подходом, впервые предложенным М. Гелл-Маном [24]. Таким образом, матрицы Λ_j имеют нулевой след и должны удовлетворять условию

$$(1/2N) \text{trace} \{ \Lambda_i \Lambda_j \} = \delta_{i,j}. \quad (26)$$

В [16] предложен алгоритм построения базиса матриц Λ_j для общего случая.

Таким образом, анализ матрицы распространения ОВ в пространстве Джонса позволяет определить базис его ПМ и соответствующие значения ГЗ, а также, осуществив переход в обобщённое пространство Стокса на основании формул (24)–(26), применить существующую в настоящее время теорию ПМД для случая передачи в ОВ N пространственных мод.

3. Метод ЖМЕ, расширенный на базис пространственных мод

Метод ЖМЕ, впервые предложенный в [17], предусматривает анализ процесса распространения оптического сигнала в частотной области и позволяет определять одновременно вектор ПМД и матрицу Джонса размера 2×2 . В рамках описанного выше подхода к моделированию маломодового режима в ОВ на основе ПМ мы предлагаем расширить метод ЖМЕ на базис пространственных мод в N -мерном пространстве Джонса. Практическая реализация такого метода

предполагается на основе оптического корреляционного анализа посредством реконфигурируемого многоканального ДОЭ, позволяющего непосредственно в оптическом домене определять модовый состав выходного излучения [4, 7, 25–29].

Для определения не только амплитуд N модовых составляющих принимаемого излучения, но и их относительных фаз, анализирующий ДОЭ, кроме N основных дифракционных порядков, должен содержать $2N-2$ дополнительных дифракционных порядков, предназначенных для получения интерферометрических суперпозиций между опорной и тестируемой модами [28–31]. Таким образом, амплитудно-фазовая функция передачи анализирующего ДОЭ будет иметь вид [32]:

$$\Psi_{\text{aDOE}}(\mathbf{x}) = \sum_{p,q} E_{pq}^*(\mathbf{x}) e^{i\nu_{pq}\mathbf{x}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{[p,q] \neq [p_0,q_0]} (E_{p_0q_0}^*(\mathbf{x}) + E_{pq}^*(\mathbf{x})) e^{i\nu_{pq}^{\text{cos}}\mathbf{x}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{[p,q] \neq [p_0,q_0]} (E_{p_0q_0}^*(\mathbf{x}) + iE_{pq}^*(\mathbf{x})) e^{i\nu_{pq}^{\text{sin}}\mathbf{x}}, \quad (27)$$

где $\mathbf{x} = (x, y)$, $E_{p_0q_0}(\mathbf{x})$ – поперечное распределение поля моды с фазой $\varphi_{p_0q_0}$, которая выбрана в качестве опорной, и векторы $\mathbf{v}_{pq} = (k_0 x_{pq}/f, k_0 y_{pq}/f)$ представляют собой пространственные частоты соответствующих дифракционных порядков в фокальной плоскости Фурье-линзы с фокусным расстоянием f .

Многоканальный ДОЭ с функцией передачи (27) может быть реализован как полностью фазовая голограмма на базе коммерчески доступных пространственных модуляторов света (SLM) [33, 34] с помощью известных алгоритмов расчёта фазовых ДОЭ, модифицированных для метода композиций [27, 29, 35].

Схема реализации предлагаемого метода приведена на рис. 1. В соответствии с техникой ЖМЕ для расчёта ПМ требуется восстановить матрицу $\mathbf{U}(\omega)$ для ряда дискретных частот (использование не менее двух различных частот необходимо для определения матриц \mathbf{F} и \mathbf{G}). Для этого на каждой частоте через ОВ должны передаваться известные линейные суперпозиции мод, задаваемые с помощью модуляторов Маха-Цендера (MZM) и постоянных ДОЭ, формирующих одномодовые пучки.

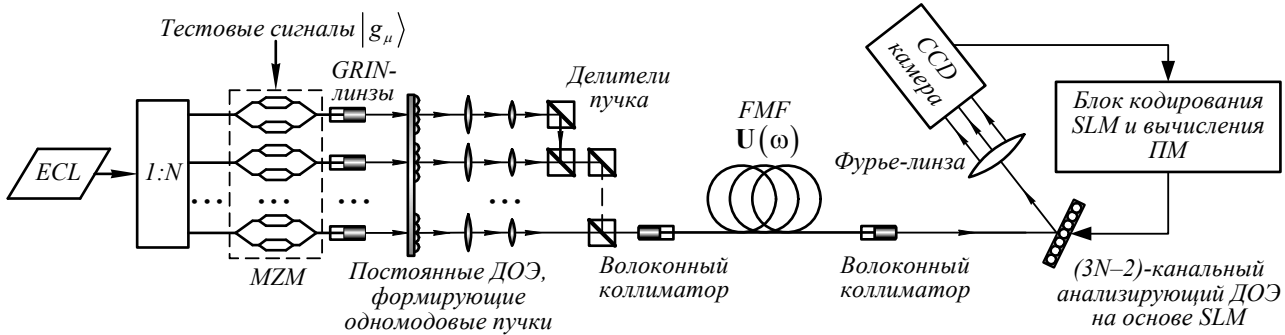


Рис. 1. Схема реализации метода определения матрицы распространения и принципиальных мод ОВ

Поскольку точность метода напрямую зависит от разрешения системы по частоте и низкого уровня фазового шума, перестраиваемый лазерный источник должен обладать как можно более узкой полосой излучения. Поэтому наиболее предпочтительным вариантом является использование лазерного диода с внешним резонатором (ECL), обеспечивающего ширину полосы излучения менее 100 кГц.

Очевидно, для вычисления всех N^2 комплексных элементов матрицы $\mathbf{U}(\omega)$ на заданной частоте необходимо решить N систем из N уравнений, каждое из которых получается в результате передачи известной линейной суперпозиции мод через ОВ. Следовательно, в этом случае вычислительная сложность будет возрастать по квадратичному закону с ростом числа мод. Для минимизации вычислительной сложности, требуемой для определения матрицы распространения, мы предлагаем следующий алгоритм, состоящий из двух последовательных этапов.

На первом этапе предполагается определение каждого отдельного μ -го столбца матрицы $\mathbf{U}(\omega)$. В рамках этого процесса известные ненулевые тестирующие сигналы g_μ пропускаются через каждый μ -й мо-

довый канал, при этом в качестве опорной моды $E_{p_0q_0}(\mathbf{x})$ для выражения (27) используется мода $E_\mu(\mathbf{x})$. Таким образом, мы определяем, каким образом μ -й модовый канал влияет на остальные на данной частоте. Тогда элементы каждого μ -го столбца матрицы распространения будут определяться как

$$\begin{cases} |u_{\nu\mu}| e^{i\theta_{\nu\mu}} = \frac{\sqrt{I_\nu}}{|g_\mu|} \times \\ \times \exp\left(-i \left(\arctan \frac{2I_\nu^{\text{sin}} - I_\nu - I_\mu}{2I_\nu^{\text{cos}} - I_\nu - I_\mu} - \arg(g_\mu) \right)\right), \\ \mu, \nu = 1 \dots N, \mu \neq \nu; \\ |u_{\mu\mu}| = \sqrt{I_\mu} / |g_\mu|, \end{cases} \quad (28)$$

где I_ν – интенсивность в дальней зоне анализирующего ДОЭ в дифракционном порядке, соответствующем ν -й принимаемой моде и задаваемом в выражении (27) пространственной несущей частотой \mathbf{v}_{pq} ; I_ν^{sin} и I_ν^{cos} описывают интенсивности в дополнительных дифракционных порядках, определяемых согласно выражению (27) пространственными частотами $\mathbf{v}_{pq}^{\text{sin}}$ и $\mathbf{v}_{pq}^{\text{cos}}$ соответственно;

I_μ – интенсивность в дифракционном порядке, соответствующем опорной моде.

В результате передачи по ОБ N тестовых сигналов получим амплитуды всех элементов матрицы распространения, а также фазы элементов каждого μ -го столбца относительно элемента $u_{\mu\mu}$. Таким образом, на втором этапе достаточно определить разности фаз между столбцами матрицы распространения. Эти разности фаз могут быть извлечены путём передачи известных тестовых сигналов через каждую пару последовательных модовых каналов. Тогда при передаче тестовых сигналов с одинаковой амплитудой и фазой через модовые каналы μ и $\mu + 1$ ($\mu = 1 \dots N - 1$) разность фаз между соответствующими столбцами матрицы $\mathbf{U}(\omega)$ будет определяться как

$$\begin{aligned} \phi_{\mu,\mu+1} &= \\ &= \arg \left(\frac{\sqrt{I_{\mu+1}} |u_{\mu\mu}| e^{i\theta_{\mu+1,\mu}} - \sqrt{I_\mu} |u_{\mu+1,\mu}| e^{i\theta_{\mu,\mu+1}}}{\sqrt{I_\mu} |u_{\mu+1,\mu+1}| - \sqrt{I_{\mu+1}} |u_{\mu,\mu+1}| e^{i(\theta_{\mu+1,\mu} + \theta_{\mu,\mu+1})}} \right), \end{aligned} \quad (29)$$

где I_μ и $I_{\mu+1}$ – интенсивности в дифракционных порядках, соответствующих модам μ и $\mu+1$; $\theta_{\mu+1,\mu}$ и $\theta_{\mu,\mu+1}$ – фазы элементов $u_{\mu+1,\mu}$ и $u_{\mu,\mu+1}$ относительно элементов $u_{\mu\mu}$ и $u_{\mu+1,\mu+1}$, определённые на первом этапе; $\theta_{\mu+1}$ – разность фаз между модовыми каналами μ и $\mu+1$, где μ -я мода рассматривается в качестве опорной. Значение $\theta_{\mu+1}$ определяется аналогично межмодовым разностям фаз, которые определялись на первом этапе:

$$\theta_{\mu+1} = -\arctan \frac{2I_{\mu+1}^{\sin} - I_{\mu+1} - I_\mu}{2I_{\mu+1}^{\cos} - I_{\mu+1} - I_\mu}. \quad (30)$$

Теперь, зная относительные фазы между соседними столбцами матрицы распространения, мы можем определить все её элементы с фазами, взятыми относительно элемента u_{11} :

$$\begin{cases} u_{v1} = |u_{v1}| e^{i\theta_{v1}}, v = 1 \dots N \\ u_{v,\mu+1} = |u_{v,\mu+1}| e^{i(\theta_{v\mu} + \phi_{\mu,\mu+1})}, v = 1 \dots N, \mu = 1 \dots N - 1. \end{cases} \quad (31)$$

Таким образом, мы получили в явном виде выражения для вычисления всех элементов матрицы распространения, и потребность в вычислительных ресурсах при увеличении N будет расти линейно.

Далее описанный выше алгоритм повторяется для остальных частот, что позволяет вычислить матрицы \mathbf{F} и \mathbf{G} и, решая уравнения на собственные значения (16) и (21), определить ПМ данного ОБ и соответствующие ГЗ.

4. Результаты численного моделирования

На основе описанной в разделе 1 аналитической модели была разработана в среде MATLAB численная модель ступенчатого FMF в частотной области. Рассматриваемое ОБ при радиусе сердцевинны 8,6 мкм и числовой апертуре 0,14 имеет нормированную частоту $V = 4,8806$ на длине волны $\lambda_0 = 1550$ нм и поддерживает распространение пяти пространствен-

ных мод, характеризующихся различным ОАМ: LP₋₂₁, LP₋₁₁, LP₀₁, LP₁₁ и LP₂₁. Для данного типа ОБ ДГЗ составила 5,72 пс/м для мод LP₀₁–LP_{±21}, и 3,06 пс/м для мод LP₀₁–LP_{±11}. Эффекты, связанные с ПМД, на данном этапе моделирования не учитывались.

Представленные ниже результаты моделирования были получены при следующих параметрах ОБ, соответствующих режиму сильного смешения [9]: ОБ состоит из $K = 4000$ участков, имеющих равномерно распределённую случайную длину, при этом общая длина ОБ составила $L = 1002,2$ м; кривизна каждого участка $\xi^{(k)}$ определяется как случайная величина с нормальным распределением (для положительных значений) и СКО $\sigma_\xi = 1$ м⁻¹; параметр эллиптичности сердцевинны $\zeta^{(k)}$ для каждого участка нормально распределён с СКО $\sigma_\zeta = 1$ мкм/м; угол поворота между секциями также имеет нормальное распределение с СКО $\sigma_\theta = \pi/18$.

Поскольку коэффициенты распространения LP-мод на частотной сетке рассчитывались непосредственно из уравнения на собственные значения, результаты моделирования учитывают не только МД первого порядка, но и дисперсию высших порядков.

На рис. 2 и 3 показаны результаты моделирования соответственно для первого и второго этапов процесса определения матрицы распространения ОБ на частоте ω_0 . Считалось, что ДОО имеет разрешение 128×128 при размере пиксела 20 мкм, а фокусное расстояние Фурье-линзы $f = 20$ см. Для повышения точности вычислений, тестирование моделируемого ОБ проводилось на трёх частотах $\omega_0 - \Delta\omega$, ω_0 и $\omega_0 + \Delta\omega$ с разнесом $\Delta\omega = 19,53125$ МГц, после чего вычислялись входные и выходные ПМ согласно (16) и (21).

Согласно определению, ПМ не подвержены МД первого порядка и сохраняют ортогональность на выходе ОБ. Таким образом, корректность получаемых ПМ проверялась путём моделирования переходных влияний между модовыми каналами при передаче сигналов в базисе собственных LP-мод и ПМ. При этом использовалась схема передачи, аналогичная изображённой на рис. 1. Мы можем определить матрицы \mathbf{P}^{in} и \mathbf{P}^{out} , столбцы которых представляют собой входные и выходные ПМ соответственно. Тогда при передаче сигнала $|a^{in}\rangle$ в базисе ПМ коэффициенты для собственных мод задаются вектором $\mathbf{P}^{in}|a^{in}\rangle$ и формируются набором MZM и постоянных ДОО, а на приёмной стороне восстановление сигналов в отдельных модовых каналах осуществляется с помощью N -канального ДОО с функцией передачи

$$\Psi_{\text{rDOE}}(\mathbf{x}) = \sum_{v=1}^N \left(\sum_{\mu=1}^N p_{v\mu}^{out} E_{\mu}^*(\mathbf{x}) \right) e^{i\mathbf{v} \cdot \mathbf{x}}, \quad (32)$$

где комплексные коэффициенты $p_{v\mu}^{out}$ представляют собой элементы матрицы \mathbf{P}^{out} .

Полученные зависимости переходного влияния для передачи в базисе собственных мод и ПМ показаны на рис. 4 (приведены зависимости, полученные для передачи мод LP₀₁, LP₁₁ и LP₂₁, поскольку при передаче сопряжённых мод LP₋₁₁ и LP₋₂₁ зависимости носят в целом аналогичный характер).

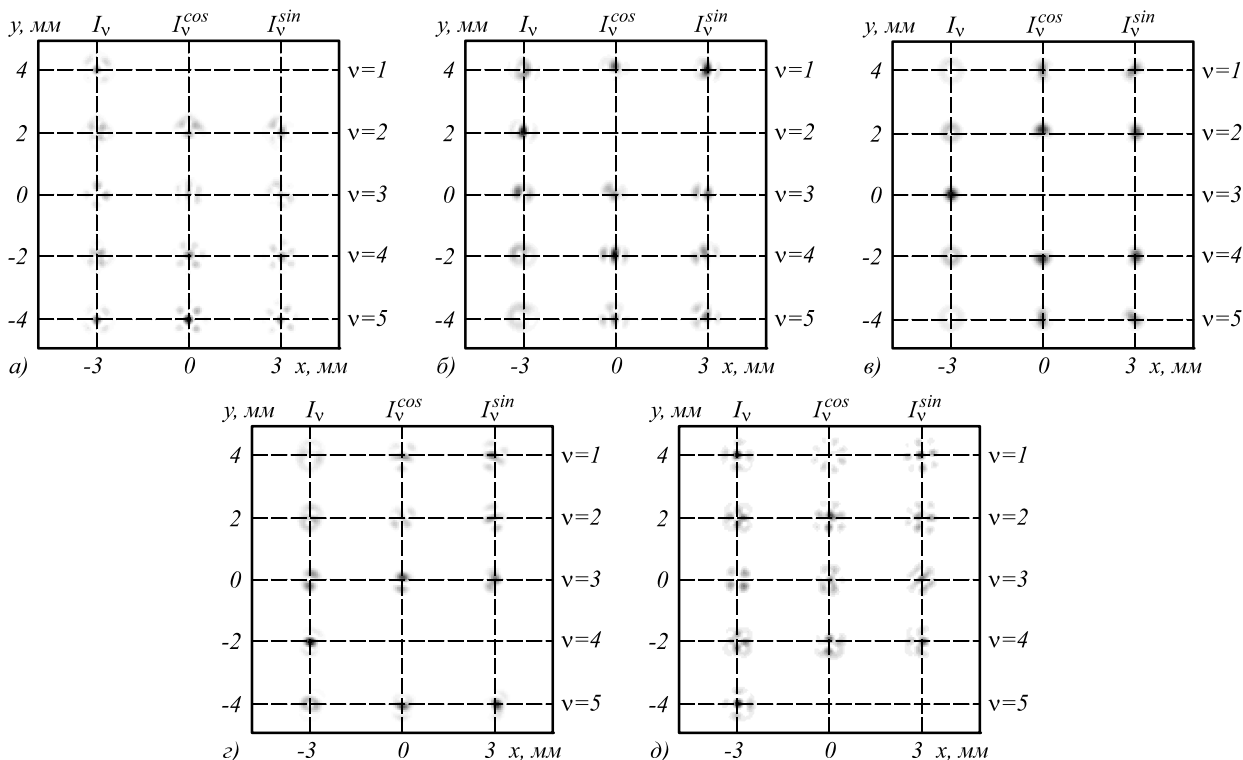


Рис. 2. Распределение интенсивности в фокальной плоскости Фурье-линзы анализирующего ДООЭ на этапе определения амплитуд и относительных фаз элементов внутри столбцов матрицы распространения при последовательной передаче тестирующих сигналов через модовые каналы LP_{-21} (а), LP_{-11} (б), LP_{01} (в), LP_{11} (г) и LP_{21} (д)

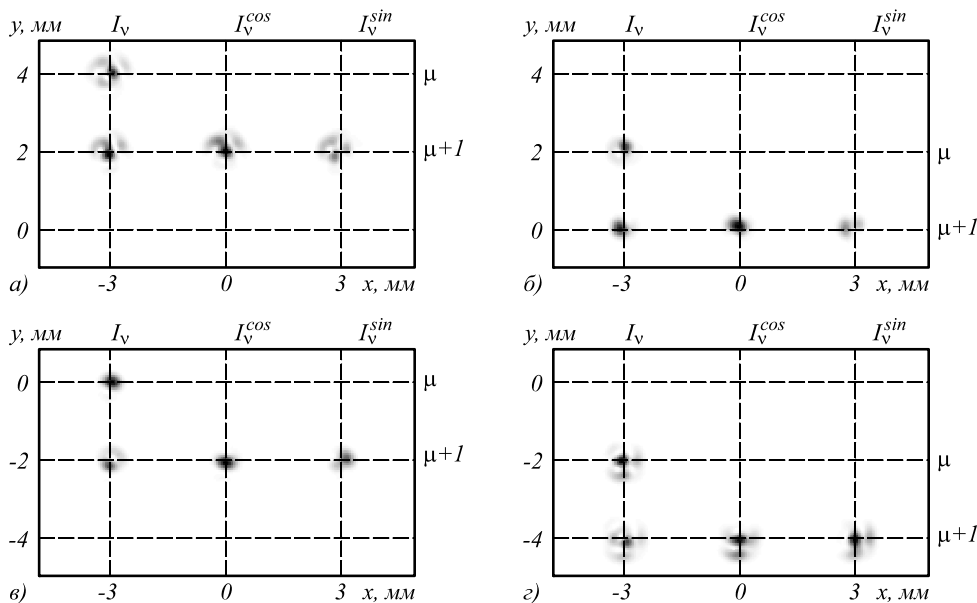


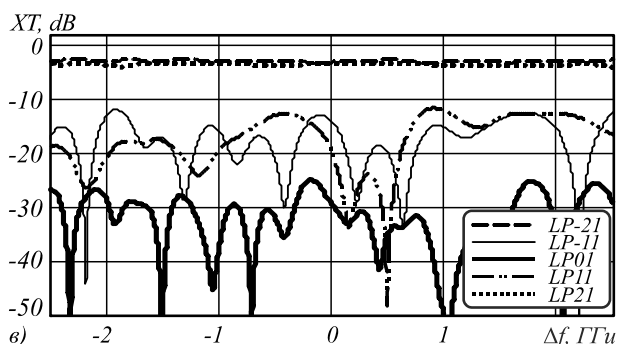
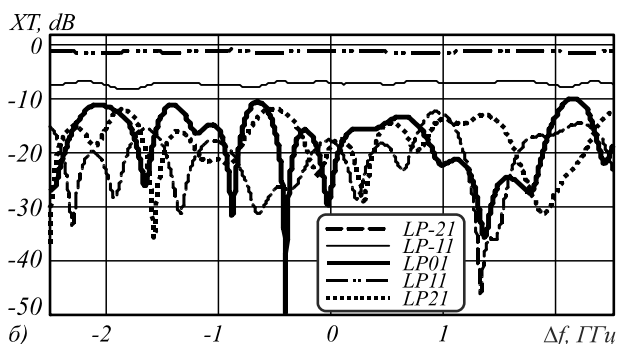
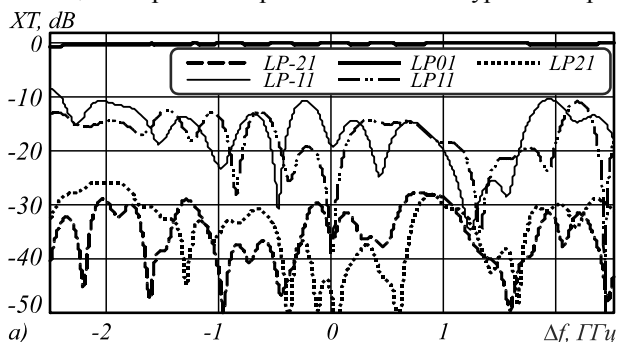
Рис. 3. Распределение интенсивности в фокальной плоскости Фурье-линзы анализирующего ДООЭ на этапе определения разности фаз между столбцами матрицы распространения при последовательной передаче тестирующих сигналов через модовые каналы LP_{-21} и LP_{-11} (а), LP_{-11} и LP_{01} (б), LP_{01} и LP_{11} (в), LP_{11} и LP_{21} (г)

Заметим, что в первом случае (рис. 4а-в) эффект смещения в наибольшей степени проявляется между сопряжёнными модами, что объясняется равенством их коэффициентов распространения, а наименьшее смещение наблюдается между модами $LP_{\pm 21}$ и фундаментальной модой.

Как следует из полученных результатов, в целом переход в базис ПМ (рис. 4г-е) действительно обеспечивает

существенное снижение переходных влияний между модовыми каналами в окрестности частоты ω_0 , что согласуется с общепринятой концепцией ПМ и свидетельствует об адекватности предложенного метода их определения. Однако, как и следовало ожидать согласно описанной в разделе 2 аналитической модели, ортогональность ПМ ограничена лишь некоторым частотным интервалом. Это ограничение связано с тем, что при выводе ПМ, как и в

случае ПСП, пренебрегают дисперсионными эффектами второго и более высоких порядков. Таким образом, по аналогии с ПСП в SMF, для ПМ в FMF может быть введено понятие ширины полосы ПМ, т.е. такого частотного интервала $\Delta\nu_{ПМ}$, на котором ПМ сохраняют свойства ортогональности и частотной независимости. Если оценивать эту величину для моделируемого ступенчатого FMF с позиции сохранения ортогональности по уровню пере-



ходного влияния -20 дБ, в зависимости от конкретной ПМ получаем значения $\Delta\nu_{ПМ}$ в диапазоне от 256,8 МГц (рис. 4а) до 352,5 МГц (рис. 4е). Естественно, что ширина полосы ПМ имеет на 3–4 порядка меньшие значения, чем ширина полосы ПСП в SMF [13], поскольку МД второго порядка, характеризуемая дифференциальной волновой дисперсией, имеет гораздо более высокие значения, чем ПМД второго порядка.

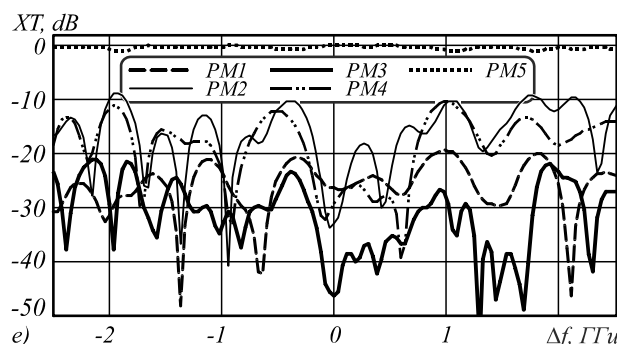
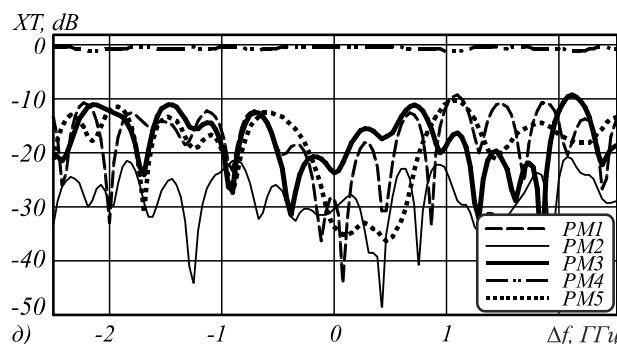
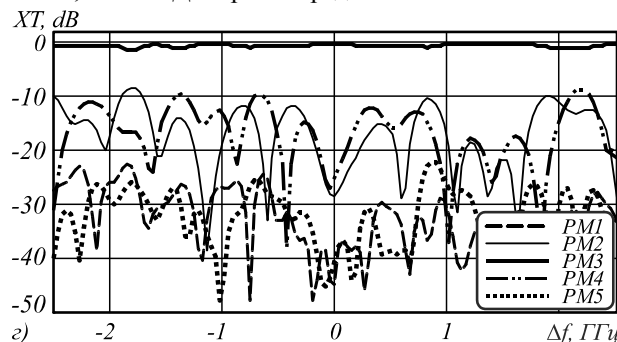


Рис. 4. Зависимости переходного влияния от частоты при воздействии на входе ОВ собственных мод LP₀₁ (а), LP₁₁ (б), LP₂₁ (в) и соответствующих ПМ (z–е)

Тем не менее, результаты моделирования по передаче RZ-ООК сигнала в FMF данного типа на длине порядка 1 км показывают, что, несмотря на малую ширину полосы ПМ, использование базиса ПМ вместо собственных мод ОВ в качестве несущих позволяет принципиально повысить надёжность MDM-передачи со скоростью 2,5 Гбит/с [36]. Дополнительные перспективы по повышению скорости и дальности передачи информации в MDM-системах могут быть обеспечены благодаря применению FMF со специальным профилем, минимизирующим смещение мод, и простых методов цифровой коррекции, направленных исключительно на компенсацию хроматической дисперсии в отдельных каналах.

Заключение

В данной работе предложен метод определения матрицы распространения и принципиальных мод ОВ в маломодовом режиме, основанный на применении многоканального ДОЭ в качестве корреляционного фильтра. Элементы матрицы определяются в два этапа с помощью передачи тестирующих сигналов по модовым каналам: для каждого столбца матрицы определяются амплитуды элементов и их относительные фазы, затем – разности фаз между столбцами. Входные и выходные ПМ находятся как решения соответствующих уравнений на собственные значения, составленных с использованием полученной матрицы распространения. Базис ПМ, представленный в пространстве

Джонса или Стокса, можно применить как для анализа явлений МД и смешения мод ОВ, так и в качестве набора ортогональных несущих для волоконно-оптических телекоммуникаций на основе MDM.

Проведено численное моделирование процесса определения ПМ для ступенчатого FMF длиной 1002,2 м, поддерживающего распространение мод LP_{01} , $LP_{\pm 11}$, $LP_{\pm 21e}$ в режиме сильного смешения. Для полученных ПМ свойство сохранения ортогональности при распространении по ОВ подтверждается тем, что в полосе частот шириной от 256,8 МГц до 352,5 МГц (в зависимости от возбуждаемой ПМ) уровень переходного влияния составляет менее –20 дБ.

Благодарности

Исследование проводится при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части государственного задания образовательным организациям высшего образования №2014/240.

Литература (References)

1. **Ellis, A.D.** The nonlinear Shannon limit and the need for new fibres / A.D. Ellis // Proceedings of SPIE. – 2012. – Vol. 8434, Nonlinear Optics and Applications VI. – P. 84340H.
2. **Sorokina, M.A.** Regeneration limit of classical Shannon capacity / M.A. Sorokina, S.K. Turitsyn // Nature Communications. – 2014. – Vol. 5:3861.
3. **Berdague, S.** Mode division multiplexing in optical fibers / S. Berdague, P. Facq // Applied Optics. – 1982. – Vol. 21. – P. 1950-1955.
4. **Soifer, V.A.** Laser beam mode selection by computer-generated holograms / V.A. Soifer, M.A. Golub. – London: CRC Press, 1994. – 224 p.
5. **Khonina, S.N.** Optical Vortices in a Fiber: Mode Division Multiplexing and Multimode Self-Imaging / S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy and V.A. Soifer // Recent Progress in Optical Fiber Research; ed. by Dr Moh. Yasin. – InTech, 2012.
6. **Wang, J.** Multimode Communications Using Orbital Angular Momentum / J. Wang, M.J. Padgett, S. Ramachandran, M.P.J. Lavery, H. Huang, Y. Yue, Y. Yan, N. Bozinovic, S.E. Golowich and A.E. Willner // Optical Fiber Telecommunications VIB: Systems and Networks / I.P. Kaminow, T. Li and A.E. Willner, Eds. – Elsevier, 2013.
7. **Garitchev, V.P.** Experimental investigation of mode coupling in a multimode graded-index fiber, caused by periodic microbends using computer-generated spatial filters / V.P. Garitchev, M.A. Golub, S.V. Karpeev, S.G. Krivoslykov, N.I. Petrov, I.N. Sissakian, V.A. Soifer, W. Haubenreisser, J.U. Jahn, R. Willsch // Optics Communication, 1985. – Vol. 55, Issue 6. – P. 403-405.
8. **Marcuse, D.** Theory of Dielectric Optical Waveguides / D. Marcuse. – Academic Press, 1991. – 380 p.
9. **Ho, K.-P.** Mode Coupling and its Impact on Spatially Multiplexed Systems / K.-P. Ho and J.M. Kahn // Optical Fiber Telecommunications VIB: Systems and Networks / I.P. Kaminow, T. Li and A.E. Willner, Eds. – Elsevier, 2013.
10. **Fan, Sh.** Principal modes in multimode waveguides / Sh. Fan and J.M. Kahn // Optics Letters. – 2005. – Vol. 30(2). – P. 135-137.
11. **Poole, C.D.** Phenomenological Approach to Polarisation Dispersion in Long Single-mode Fibres / C.D. Poole, R.E. Wagner // Electronics Letters. – 1986. – Vol. 22(19). – P. 1029-1030.
12. **Gordon, J.P.** PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers / J.P. Gordon and H. Kogelnik // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. – 2000. – Vol. 97(9). – P. 4541-4550.
13. **Kogelnik, H.** Polarization-Mode Dispersion / H. Kogelnik, R.M. Jopson, L.E. Nelson // Optical Fiber Telecommunications IVB: Systems and Impairments. – Elsevier, 2002.
14. **Franz, B.** Experimental evaluation of principal mode groups as high-speed transmission channels in spatial multiplex systems / B. Franz, H. Bülow // IEEE Photonics Technology Letters. – 2012. – Vol. 24(16). – P. 1363-1365.
15. **Juarez, A.A.** Perspectives of principal mode transmission in mode-division-multiplex operation / A.A. Juarez, C.A. Bunge, S. Warm, and K. Petermann // Optics Express. – 2012. – Vol. 20(13). – P. 13810-13823.
16. **Antonelly, C.** Stokes-space analysis of modal dispersion in fibers with multiple mode transmission / C. Antonelly, A. Mecozzi, M. Shtaif, and P.J. Winzer // Optics Express. – 2012. – Vol. 20(11). – P. 11718-11733.
17. **Heffner, B.L.** Automated measurement of polarization mode dispersion using Jones matrix eigenanalysis / B.L. Heffner // IEEE Photonics Technology Letters. – 1992. – Vol. 4(9). – P. 1066-1069.
18. **Ryf, R.** Mode-Division Multiplexing Over 96 km of Few-Mode Fiber Using Coherent 6×6 MIMO Processing / R. Ryf, S. Randel, A.H. Gnauck, C. Bolle, A. Sierra, S. Mumtaz, M. Esmaeelpour, E.C. Burrows, R.J. Essiambre, P.J. Winzer, D.W. Peckham, A.H. McCurdy, and R. Lingle, Jr. // Journal of Lightwave Technology. – 2012. – Vol. 30(4). – P. 521-531.
19. **Sillard, P.** Few-Mode Fiber for Uncoupled Mode-Division Multiplexing Transmissions / P. Sillard, M. Bigot-Astruc, D. Boivin, H. Maerten, L. Provost // 37th European Conference and Exposition on Optical Communications, OSA Technical Digest, 2011.
20. **Carpenter, J.** 1×11 few-mode fiber wavelength selective switch using photonic lanterns / J. Carpenter, S.G. Leon-Saval, J.R. Salazar-Gil, J. Bland-Hawthorn, G. Baxter, L. Stewart, S. Frisken, M.A.F. Roelens, B.J. Eggleton, and J. Schröder // Optics Express. – 2014. – Vol. 22(3). – P. 2216-2221.
21. **Gloge, D.** Weakly Guiding Fibers / D. Gloge // Applied Optics. – 1971. – Vol. 10(10). – P. 2252-2258.
22. **Khonina, S.N.** An analysis of the angular momentum of a light field in terms of angular harmonics / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, P. Pääkkönen, J. Simonen, and J. Turunen // Journal of Modern Optics. – 2001. – Vol. 48(10). – P. 1543-1557.
23. **Хонина, С.Н.** Возбуждение и обнаружение угловых гармоник в волоконном световоде при помощи ДОО / С.Н. Хонина, С.В. Карпеев // Компьютерная оптика. – 2004. – Вып. 26. – С. 16-26. (**Khonina, S.N.** Excitation and detecting angular harmonics in fiber waveguide using DOE / S.N. Khonina, S.V. Karpeev // Computer Optics. – 2004. – Vol. 26 – P. 16-26. – (In Russian).)
24. **Gell-Mann, M.** The Eightfold Way: A Theory of Strong Interaction Symmetry / M. Gell-Mann. – California Institute of Technology, 1961. – 47 p.
25. **Голуб, М.А.** Экспериментальное исследование распределения мощности по поперечным модам в волоконном световоде с помощью пространственных фильтров / М.А. Голуб, С.В. Карпеев, С.Г. Кривошлыков, А.М. Прохоров, И.Н. Сисакян, В.А. Соифер // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11, № 9. – С. 1869-1871. (**Golub, M.A.** Spatial filter investigation of the distribution of power between transverse modes in a fiber waveguide / M.A. Golub, S.V. Karpeev, S.G. Krivoslykov, A.M. Prokhorov, I.N. Sisakyan and

- V.A. Soifer // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1984. – Vol. 11(9). – P. 1869-1871.)
26. **Karpeev, S.V.** DOE-aided analysis and generation of transverse coherent light modes in a stepped-index optical fiber / S.V. Karpeev, V.S. Pavelyev, M. Duparré, B. Luedge, C. Rockstuhl, S. Schröter // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – 2003. – Vol. 12(1). – P. 27-34.
 27. **Khonina, S.N.** Phase diffractive filter to analyze an output step-index fiber beam / S.N. Khonina, R.V. Skidanov, V.V. Kotlyar, K. Jefimovs, J. Turunen // Optical Memory and Neural Networks (Allerton Press). – 2003. – Vol. 12(4). – P. 317-324.
 28. **Kaiser, T.** Complete modal decomposition for optical fibers using CGH-based correlation filters / T. Kaiser, D. Flamm, S. Schröter and M. Duparré // Optics Express. – 2009. – Vol. 17(11). – P. 9347-9356.
 29. **Soifer, V.A.** Computer design of diffractive optics / V.A. Soifer [et al.]; – ed. by V.A. Soifer. – London: Woodhead Publishing Ltd., 2012. – 896 p.
 30. **Schulze, C.** Wavefront reconstruction by modal decomposition / C. Schulze, D. Naidoo, D. Flamm, O.A. Schmidt, A. Forbes and M. Duparré // Optics Express. – 2012. – V. 20(18). – P. 19714-19725.
 31. **Khonina, S.N.** Phase reconstruction using a Zernike decomposition filter / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, Y. Wang, D. Zhao // Computer Optics. – 1998. – Vol. 18. – P. 52-56. – (In Russian).
 32. **Любобытов, В.С.** Математическая модель детектирования параметров распространения мод в оптическом волокне при маломодовом режиме для адаптивной оптической компенсации смещения мод / В.С. Любобытов, А.З. Тлявлин, А.Х. Султанов, В.Х. Багманов, С.Н. Хонина, С.В. Карпеев, Н.Л. Казанский // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 3. – С. 352-359. (**Lyubopytov, V.S.** Mathematical model of detection of mode propagation parameters in an optical fiber with few-mode operation for adaptive optical compensation of mode coupling / V.S. Lyubopytov, A.Z. Tlyavlin, A.Kh. Sultanov, V.Kh. Bagmanov, S.N. Khonina, S.V. Karpeev, N.L. Kazanskiy // Computer Optics. – 2013. – Vol. 37(3). – P. 352-359. – (In Russian).)
 33. **Arrizón, V.** Pixelated phase computer holograms for the accurate encoding of scalar complex fields / V. Arrizón, U. Ruiz, R. Carrada, and L.A. González // Journal of the Optical Society of America A. – 2007. – Vol. 24(11). – P. 3500-3507.
 34. **Flamm, D.** Mode analysis with a spatial light modulator as a correlation filter / D. Flamm, D. Naidoo, C. Schulze, A. Forbes and M. Duparré // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37(13). – P. 2478-2480.
 35. **Kotlyar, V.V.** An algorithm for calculating multichannel formers of Gaussian modes / V.V. Kotlyar, I.V. Nikolsky, V.A. Soifer // Optik. – 1994. – Vol. 98(1). – P. 26-30.
 36. **Lyubopytov, V.S.** Adaptive SLM-based compensation of intermodal interference in few-mode optical fibers / V.S. Lyubopytov, V.Kh. Bagmanov, A.Kh. Sultanov // Proceedings of SPIE. – 2014. – 9216, Optics and Photonics for Information Processing VIII. – P. 92160I.

METHOD FOR DETERMINATION OF THE PRINCIPAL MODES IN A FEW-MODE OPTICAL FIBER USING A MULTIBRANCH DOE

*V.S. Lyubopytov, R.V. Kutluyarov, V.Kh. Bagmanov, A.Kh. Sultanov
Ufa State Aviation Technical University*

Abstract

We propose a method intended for reconstructing a fiber propagation matrix in few-mode regime and determination of the corresponding principal modes. The method is based on the idea of extending the Jones Matrix Eigenanalysis (JME) technique, which provides the determination of both the propagation matrix and the principal states of polarization in a single-mode fiber, to the basis of spatial modes in a few-mode fiber. We propose that a multibranch diffractive optical element should be used as a correlation filter, which can be implemented by means of a spatial light modulator (SLM). The efficiency of the proposed method is numerically verified for a stepped-index few-mode fiber in the strong coupling regime.

Key words: mode coupling, modal dispersion, diffractive optical element, mode division multiplexing, principal modes.

Сведения об авторах



Любобытов Владимир Сергеевич, 1986 года рождения, в 2008 году с отличием окончил Уфимский государственный авиационный технический университет (УГАТУ) по специальности «Многоканальные телекоммуникационные системы». Кандидат технических наук (2013), работает старшим научным сотрудником и старшим преподавателем кафедры телекоммуникационных систем УГАТУ. Область научных интересов: оптическая обработка информации, волоконно-оптические телекоммуникации, цифровая коррекция сигналов.

E-mail: lyubopytov.v@gmail.com.

Vladimir Sergeevich Lyubopytov (b. 1986) graduated with honours (2008) from Ufa State Aviation Technical University (USATU), majoring in Multichannel Telecommunication Systems. PhD (2013). His current position is senior researcher and senior lecturer at Telecommunication Systems department of USATU. Current research interests include optical information processing, optical fiber communications and digital signal equalization.



Кутлюяров Руслан Владимирович, 1986 года рождения, в 2008 году окончил УГАТУ по специальности «Многоканальные телекоммуникационные системы». Кандидат технических наук (2013), работает старшим научным сотрудником и старшим преподавателем кафедры телекоммуникационных систем УГАТУ. Область научных интересов: волоконно-оптическая связь, фотоника.

E-mail: kutluyarov@gmail.com.

Ruslan Vladimirovich Kutluyarov (b. 1986) graduated with honours (2008) from Ufa State Aviation Technical University, majoring in Multichannel Telecommunication Systems. He has defended Candidate of Sciences theses in 2013. He is senior researcher and senior lecturer at Telecommunication Systems department of the same University. Current research interests include optical fiber communications and photonics.



Багманов Валерий Хусайнович, 1951 года рождения, окончил физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Доктор технических наук (2007), профессор (2013), работает ведущим научным сотрудником и профессором кафедры телекоммуникационных систем УГАТУ. Специалист в области моделирования и обработки сложных сигналов в телекоммуникационных системах. Автор более 200 статей и 4 монографий.

E-mail: bagmanov.v@rambler.ru.

Valeriy Khusainovich Bagmanov (b. 1951), graduated from the Physics faculty of Lomonosov Moscow State University. Doctor in Technical Sciences (2007), Professor (2013). His current position is leading researcher and professor and at Telecommunication Systems department of USATU. His area of expertise includes modeling and processing of signals with complex forms in communication systems. He is an author and co-author of about 200 scientific papers and 4 monographs.



Султанов Альберт Ханович, 1950 года рождения. В 1973 году с отличием окончил Новосибирский электротехнический институт связи НЭИС (ныне – Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, СибГУТИ) по специальности «Многоканальная электросвязь». Доктор технических наук (1996), профессор (1997), заведующий кафедрой телекоммуникационных систем УГАТУ. Специалист в области оптических телекоммуникаций, оптоэлектроники, аэрокосмических систем, микроспутниковой связи. В списке научных работ А.Х. Султанова 240 статей, 8 монографий, 30 авторских свидетельств и патентов.

E-mail: tkh@ugatu.ac.ru.

Albert Khanovich Sultanov (b. 1950) graduated with honours (1973) from Novosibirsk Electrotechnical Institute of Telecommunications (at present Siberia State University of Telecommunications and Informatics), majoring in Multichannel Electrocommunications. Doctor in Technical Sciences (1996), Professor (1997). He is the Head of Telecommunication Systems department of USATU. His area of expertise includes optical telecommunications, optoelectronics, aerospace systems, microsatellite communications. A.Kh. Sultanov is an author and co-author of 240 scientific papers, 8 monographs, and 30 inventions and patents.

Поступила в редакцию 27 октября 2014 г.