

УДК 535.41

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛОКОННОГО ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА\*

В. С. Терентьев

*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: terentyev@iae.nsk.su*

Методом численного моделирования продемонстрирована возможность создания двухзеркального многолучевого отражательного дифракционного интерферометра в одномодовом волокне с оболочкой. Метод основывается на расчёте многомодовой и многолучевой интерференции оболочечных мод в волокне, описывающих дифракцию на рассеивателе, выполненном в виде вставки из другого волокна и входящем в состав одного из зеркал интерферометра. Показано, что, исходя из соображений объёмной оптики, с определённой оптимизацией можно получить в отражении от такого интерферометра профиль аппаратной функции, подобный профилю интерферометра Фабри — Перо в пропускании.

*Ключевые слова:* отражательный многолучевой интерферометр, оптическое волокно, моды оболочки.

**Введение.** В данной работе представлен новый вариант двухзеркального многолучевого отражательного интерферометра (ОИ), полностью волоконного, в котором для получения в отражённом свете необращённой аппаратной функции используется эффект дифракции. Под необращённой подразумевается такая же или подобная зависимость коэффициента отражения ОИ от набега фазы между его зеркалами, как у интерферометра Фабри — Перо (ИФП) в пропускании. В отражении ИФП имеет обращённую аппаратную функцию, которая дополняет до единицы пропускание. Она не позволяет проводить в отражённом свете узкополосную фильтрацию излучения из-за спектрально широких максимумов отражения и узких областей пропускания. Вследствие этого затруднительно использовать ИФП для селекции мод в лазерных резонаторах при нормальном падении света, так как возникает нежелательное спектрально широкополосное обратное отражение, также невозможна работа этого прибора в пропускании, если заднее зеркало его резонатора непрозрачно. В этих случаях эффективнее использовать ОИ с необращённой аппаратной функцией, который может обладать такой же разрешающей способностью и областью свободной дисперсии, как соответствующий ИФП. Теоретически контраст аппаратной функции ОИ может быть идеальным, что принципиально недоступно для ИФП [1]. В «объёмной» оптике ОИ применялись для селекции излучения лазеров, спектроскопии в отражённом свете [2]. Для получения необращённой аппаратной функции в отражении необходимо в переднее зеркало ОИ, обращённое к источнику света, внести согласованные определённым образом потери для бегущей волны света. Потери приводят к резкой асимметрии коэффициентов отражения с разных сторон переднего зеркала: со стороны источника света коэффициент близок к нулю, со стороны резонатора — к единице. По результатам исследований предложено три варианта неволоконных ОИ, отличающихся способом внесения потерь. В первом

\*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № П1264 от 9.06.2009 г.), проектов Отделения физических наук и Президиума РАН.

случае используется интерференционное омическое поглощение света в тонкой металлической плёнке (толщиной много меньше длины волны света), во втором — одновременно с омическим поглощением эффект дифракции света на тонкой металлической решётке и в третьем — только дифракция на основе фазовой диэлектрической решётки [3].

Развитие волоконной оптики в последние десятилетия поставило ряд вопросов по созданию аналогов интерференционных приборов объёмной оптики в волоконных устройствах. Оптические фильтры ИФП нашли своё применение в волоконной оптике. Их параметры достаточно высоки: предлагаются коммерческие варианты с резкостью полос выше  $10^4$ , что свидетельствует о характерных значениях, которых можно достигнуть и в волоконном ОИ с соответствующей добротностью резонатора.

Попытка внедрить ОИ в волоконную технику была предпринята в приложении к селекции частоты волоконных лазеров [4, 5]. Интерферометр сопрягался с волокном с помощью коллиматорной микролинзы (или сферического зеркала). Такой вариант ОИ является волоконно-интегрированным, но не полностью волоконным. Ожидается, что полностью волоконный отражательный интерферометр будет иметь преимущества перед волоконно-интегрированным вариантом в более высоком максимальном коэффициенте отражения и резкости полос за счёт значительного снижения дифракционных потерь в резонаторе из-за световедущих свойств волокна. Кроме того, волоконное устройство практически всегда имеет геометрическую компактность.

Цель данной работы — показать возможность создания интерферометра с необращённой аппаратной функцией в отражённом свете на основе дифракции и многолучевой интерференции в одномодовом волокне с оболочкой, а также определить главные оптические характеристики составных частей такого ОИ.

**Аналитические формулы.** Отражательный волоконный интерферометр использует многолучевую интерференцию большого числа собственных мод оболочки волокна (рис. 1). Световедущая одномодовая сердцевина окружена двумя оболочками, радиус внешней оболочки бесконечно большой. Такая геометрия наиболее приближена к реальным волокнам. Если  $n_{1,2} > n_3$  ( $n_{1,2,3}$  — коэффициенты преломления сердцевины, оболочки и внешней среды соответственно), то направляемые моды могут распространяться не только в сердцевине, но и в оболочке. В реальных волокнах третьей средой может быть полимерная оболочка с коэффициентом преломления бóльшим, чем у второй среды, поэтому все моды будут вытекающими [6]. На рис. 1 схематично показано основное волокно, через

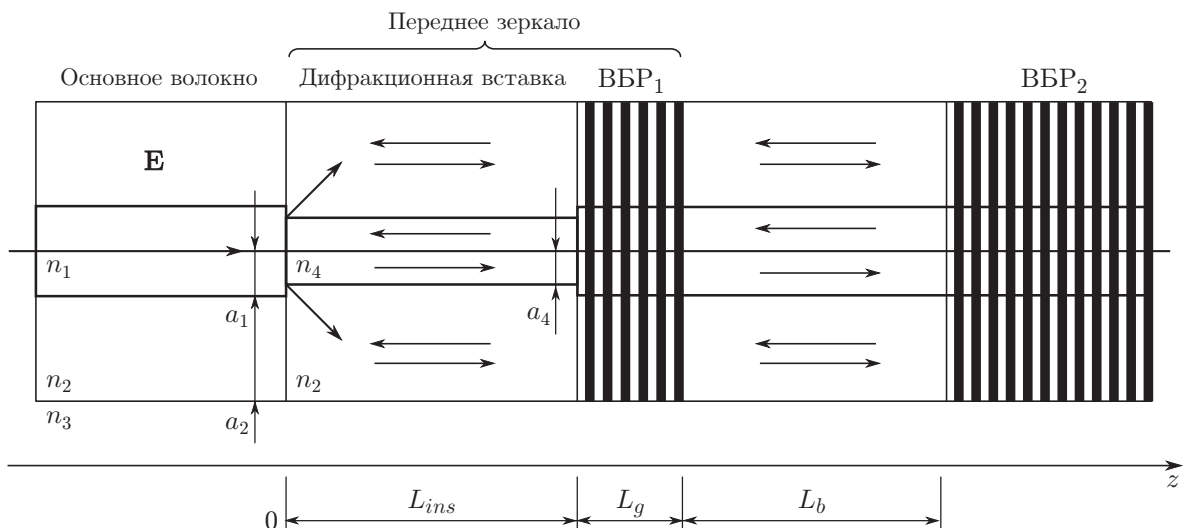


Рис. 1

которое распространяется излучение, падающее на ОИ ( $\mathbf{E}$  — сердцевинная мода волокна, ВБР — волоконная брэгговская решётка). Волоконная вставка и основное волокно имеют одинаковые диаметры оболочки ( $2a_2$ ), но разные для сердцевины ( $2a_1 \neq 2a_4$ ). Это приводит к тому, что на границе раздела двух волокон мода  $\mathbf{E}$  испытывает дифракцию, что математически можно описать разложением вставки по собственным модам (в том числе и излучательным). Такая процедура является приближением, при строгом рассмотрении необходимо учитывать граничные условия для компонент полей, т. е. отражённую волну. На рисунке  $L_{ins}$  — длина участка вставки;  $L_g$  — длина участка основного волокна, которое занимает ВБР<sub>1</sub>;  $L_b$  — расстояние между зеркалами ВБР<sub>1</sub> и ВБР<sub>2</sub>. Для волокна, содержащего много оболочечных направляемых мод, спектр которых интерпретируется как псевдодискретный, может быть достаточным делать разложение только по этому дискретному набору мод, не прибегая к модам излучения, так как в них остаётся пренебрежимо малая доля энергии. Следует отметить, что аналитический или численный расчёт мод излучения — непростая задача [7]. Использование дискретного и конечного набора мод оболочки значительно упрощает анализ и расчёт трёхмерных интерференционно-дифракционных эффектов. В волоконной вставке моды распространяются независимо. Вставка состыкована с основным волокном, в местах состыковки моды участвуют в многомодовой двухлучевой интерференции. На этой основе работает интерферометр, исследованный в [8], где сравнивается расчёт, выполненный по методу переразложения по направляемым модам вставки, и экспериментальные результаты.

Из теории волоконных световодов известно, что оптическое волокно может иметь дискретный и конечный набор собственных мод, которые являются неизменными при распространении вдоль волокна, но кроме этих направляемых мод существует непрерывный спектр мод излучения [9]:

$$\mathbf{E} = \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{N_n(\nu)} u_{n\nu} \mathbf{E}_{n\nu} + \sum_{\nu=0}^{\infty} \int_0^{\infty} u'_{\nu}(p) \mathbf{E}_{\nu}(p) dp,$$

$$u_{n\nu} = \frac{1}{2} \int_S [\mathbf{E} \times \mathbf{H}_{n\nu}^*]_z dS, \quad u'_{\nu}(p) = \frac{1}{2} \int_S [\mathbf{E} \times \mathbf{H}_{\nu}^*(p)]_z dS, \quad (1)$$

$$\frac{1}{2} \int_S [\mathbf{E}_{n\nu} \times \mathbf{H}_{mq}^*]_z dS = \delta_{nm} \delta_{\nu q},$$

где «\*» — символ комплексного сопряжения; векторы  $\mathbf{E}_{n\nu}$ ,  $\mathbf{H}_{mq}$  описывают дискретный набор направляемых, а  $\mathbf{E}_{\nu}(p)$ ,  $\mathbf{H}_{\nu}(p)$  — излучательных мод непрерывного спектра;  $p^2 = k^2 - \beta^2$  ( $k$  — волновой вектор излучения,  $\beta$  — постоянная продольного распространения моды);  $\nu$  — угловой,  $m$ ,  $n$  — радиальные индексы;  $S$  — плоскость, перпендикулярная оптической оси волокна. Нормировка полей мод проводится по энергии через  $z$ -компоненту вектора Умова — Пойнтинга [10].

Модами излучения в (1) можно пренебречь, например, в случае, если угол дифракции основного потока энергии света после прохождения границы раздела двух сред имеет угол с осью волокна меньше критического:  $\alpha_{cr} < \pi/2 - \arcsin(n_3/n_2)$ . Излучение должно оставаться в волокне в силу эффекта полного внутреннего отражения, а его распространение может описываться через суперпозицию мод оболочки:

$$\mathbf{E} \approx \sum_{\nu=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{N_n(\nu)} u_{n\nu} \mathbf{E}_{n\nu}. \quad (2)$$

Для расчёта направляемых мод волокон с двойной оболочкой (см. рис. 1) использовался тот же метод, что и для волокна с одной оболочкой [11]. Поля представлялись в виде  $\mathbf{E}_{n\nu} = (E_\rho, E_\phi, E_z)_{n\nu} e^{-j\beta_{n\nu}z}$ ,  $\mathbf{H}_{n\nu} = (H_\rho, H_\phi, H_z)_{n\nu} e^{-j\beta_{n\nu}z}$  в цилиндрических координатах (ось  $z$  направлена по оси волокна, а компоненты векторов зависят только от поперечных координат  $\rho$  и  $\phi$ ). Из уравнений Максвелла  $E_\rho$ ,  $E_\phi$  и  $H_\rho$ ,  $H_\phi$  выражались через  $E_z$ ,  $H_z$ . Решения для  $E_z$  и  $H_z$ , удовлетворяющие уравнениям Максвелла, для  $k_2 < \beta_{n\nu} < k_1$  (моды сердцевины) искались в виде

$$\begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{cases} \begin{bmatrix} e_1 \cos(\nu\phi) \\ h_1 \sin(\nu\phi) \end{bmatrix} J_\nu(\gamma_1\rho), & \rho \leq a_1, \\ \begin{bmatrix} e_2 \cos(\nu\phi) \\ h_2 \sin(\nu\phi) \end{bmatrix} K_\nu(\gamma_2\rho) + \begin{bmatrix} e_3 \cos(\nu\phi) \\ h_3 \sin(\nu\phi) \end{bmatrix} I_\nu(\gamma_2\rho), & a_1 < \rho \leq a_2, \\ \begin{bmatrix} e_4 \cos(\nu\phi) \\ h_4 \sin(\nu\phi) \end{bmatrix} K_\nu(\gamma_3\rho), & \rho > a_2, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\gamma_{1,2}^2 = k_{1,2}^2 - \beta_{n\nu}^2$ ,  $\gamma_3^2 = -(k_3^2 - \beta_{n\nu}^2)$ . Для  $k_3 < \beta_{n\nu} < k_2$  (моды оболочки) в уравнении (3) следует заменить функции в оболочке ( $a_1 < \rho \leq a_2$ )  $K_\nu(\gamma_2\rho) \rightarrow J_\nu(\gamma_2\rho)$  и  $I_\nu(\gamma_2\rho) \rightarrow Y_\nu(\gamma_2\rho)$ , а также  $\gamma_2^2 \rightarrow -\gamma_2^2$ ,  $k_i = 2\pi n_i/\lambda$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Величины  $J_\nu$ ,  $Y_\nu$  — функции Бесселя первого и второго рода, а  $K_\nu$ ,  $I_\nu$  — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода соответственно. Выбор функций косинуса или синуса перед константами задаёт поляризацию. Восемь констант  $e_i$ ,  $h_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) подлежали определению из граничных условий непрерывности компонент поля (например,  $E_\rho$ ,  $E_\phi$ ,  $H_\rho$ ,  $H_\phi$ ) на поверхностях раздела при  $\rho = a_1$  и  $\rho = a_2$ , которые дают однородную линейную систему из восьми уравнений. Определитель системы должен равняться нулю, для того чтобы решения были нетривиальными. Из данного дисперсионного уравнения находились волновые числа  $\beta_{n\nu}$  ( $n = 1, 2, \dots, N_n(\nu)$ ) направляемых мод, количество которых зависит от углового индекса  $\nu$ . Когда волновые числа мод известны, можно вычислить коэффициенты  $e_i$ ,  $h_i$ , задав один из них, например  $e_1 = 1, 0$ . Математически это значит найти единственное решение неоднородной линейной системы уравнений. После определения коэффициентов моды нормировались по энергии на единицу в соответствии с (1).

Можно значительно ускорить численные расчёты, если воспользоваться понижением размерности задачи из соображений симметрии. Выбор вставки симметричной формы, а также возбуждающей моды волокна  $\text{HE}_{11}$  ( $\nu = 1$ ) позволяет избавиться от двойного суммирования в (2), поскольку в коэффициентах разложения мод основного волокна по модам вставки интегралы перекрытия по угловой переменной  $\nu \neq 1$  равны нулю:

$$\mathbf{E} \approx \sum_{n=1}^{N_n} u_n \mathbf{E}_n, \quad u_n = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty [\mathbf{E} \times \mathbf{H}_n^*]_z \rho d\rho, \quad (4)$$

где индекс  $\nu$  уже не отображается. Вектором  $\mathbf{E}$  обозначается радиальное распределение вектора электрического поля волны света, распространяющейся внутри волокна (если это

распределение не зависит от угла  $\phi$ , т. е. пространственно осесимметрично). Вектором  $\mathbf{H}_n$  обозначено радиальное распределение вектора магнитного поля  $n$ -й моды этого волокна,  $\pi$  — коэффициент от интегрирования по угловым координатам.

**Численный расчёт.** Метод расчёта ОИ основан на вычислении амплитуд направляемых мод в текущем месте волокна по мере их распространения. Изображённый на рис. 1 ОИ представляет собой мультиплекс-систему, т. е. два последовательно расположенных интерферометра. Резонатор первого образуется поверхностью раздела (при  $z = 0$ ) и волоконной брэгговской решёткой (ВБР<sub>1</sub>), а второго — ВБР<sub>1</sub> и ВБР<sub>2</sub>. При численном расчёте использовалось приближение, которое не учитывало многолучевую интерференцию в волоконной вставке, так как ею можно пренебречь в случае, если разница коэффициентов преломления световедущих сердцевин мала, т. е. низок коэффициент отражения на границе волокон ( $z = 0$ ). Так как моды излучения не учитываются, то считается, что вся мощность при пересечении границы перераспределяется по модам того волокна, куда попадает волна. В силу ортогональности моды распространяются независимо как во вставке, так и в многолучевом интерферометре на основе ВБР, где каждая мода также независимо интерферирует и отражается обратно во вставку. Для расчёта коэффициентов отражения и пропускания ВБР для каждой моды можно использовать метод связанных мод [12]. Однако в практически важном случае модуляция коэффициента преломления ВБР присутствует только в световедущей сердцевине волокна. Поэтому интегралы перекрытия для разных мод с учётом пространственно неоднородного распределения коэффициента преломления не будут равны нулю, т. е. каждая мода «рассеивается», её энергия перераспределяется в другие оболочечные моды. Уход энергии из несущей моды в условиях многолучевой интерференции между зеркалами может оказывать заметное влияние на аппаратную функцию ОИ. В данной работе рассматривается случай, когда ВБР сформирована по всему сечению волокна (см. рис. 1), что даёт возможность пренебречь взаимодействием мод между собой из-за пространственного влияния ВБР.

Если известны направляемые моды основного волокна  $\mathbf{E}_n^{(1)}$ ,  $\mathbf{H}_n^{(1)}$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) и вставки  $\mathbf{E}_m^{(2)}$ ,  $\mathbf{H}_m^{(2)}$  ( $m = 1, 2, \dots, M$ ), то распределение поля в любом месте ОИ может быть определено через координаты вектора коэффициентов размерности  $N$  для основного волокна и размерности  $M$  для вставки:

$$\mathbf{u}^{(1)} = (u_1^{(1)}, u_2^{(1)}, \dots, u_N^{(1)}), \quad \mathbf{u}^{(2)} = (u_1^{(2)}, u_2^{(2)}, \dots, u_M^{(2)}),$$

$$u_q^{(i)} = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty [\tau \mathbf{E} \times \mathbf{H}_q^{(i)*}]_z \rho d\rho,$$

где  $\mathbf{E}$  — распределение поля на границе раздела волокно — вставка. Так как в формуле (4) поле  $\mathbf{E}$  должно браться внутри того волокна, в котором делается разложение по модам, то необходим нормировочный коэффициент на границе раздела двух сред для волны, падающей на границу. В интеграле для коэффициентов  $u_q^{(i)}$  он обозначен  $\tau$  — радиальное распределение амплитудного коэффициента пропускания, нормирующего вектор электрического поля при переходе через границу раздела. Если этого не делать, то будет иметь место нарушение закона сохранения энергии. Введение множителя  $\tau$  означает учёт отражённой волны на границе сред с разными показателями преломления. Несмотря на то что в данной задаче волны на границе раздела ( $z = 0$ ) не являются плоскими, можно коэффициент  $\tau$  аппроксимировать френелевым коэффициентом для плоской волны. Погрешность такого приближения пренебрежимо мала, по крайней мере для нескольких десятков низ-

ших мод в случае слабонаправляющих волноводов ( $n_1/n_2 - 1 \ll 1$ ) [10]. Эти моды можно считать псевдоплоскими, так как пренебрежимо малы продольные ( $z$ ) компоненты полей по сравнению с поперечными ( $\rho, \phi$ ). При переходе через границу с помощью матричных выражений можно преобразовывать вектор коэффициентов для мод одного волокна в вектор для мод другого:

$$u_m^{(2)} = \sum_{n=1}^N \hat{U}_{nm}^{(2)} u_n^{(1)}; \quad u_n^{(1)} = \sum_{m=1}^M \hat{U}_{mn}^{(1)} u_m^{(2)},$$

$$\hat{U}_{nm}^{(2)} = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty [\tau^{(1)} \mathbf{E}_n^{(1)} \times \mathbf{H}_m^{(2)*}] \rho d\rho, \quad \hat{U}_{mn}^{(1)} = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty [\tau^{(2)} \mathbf{E}_m^{(2)} \times \mathbf{H}_n^{(1)*}] \rho d\rho. \quad (5)$$

Здесь  $\tau^{(1)}$  — радиальное распределение амплитудного коэффициента пропускания на границе раздела при переходе из основного волокна во вставку,  $\tau^{(2)}$  — в обратную сторону.

Каждая мода распространяется в волокне на расстояние  $L$  в соответствии со своим волновым числом:

$$u_n^{(1)} \rightarrow u_n^{(1)} e^{-j\beta_n^{(1)} L}, \quad u_m^{(2)} \rightarrow u_m^{(1)} e^{-j\beta_m^{(2)} L}.$$

Коэффициенты отражения  $r_n$  и пропускания  $t_n$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) ВБР для  $n$ -й моды основного волокна можно вычислить с помощью формул, полученных из теории связанных мод (интегралы перекрытия неодинаковых мод равны нулю) [12]:

$$r_n(\lambda) = \frac{-j\kappa^* \operatorname{sh}(s_n L_g)}{s_n \operatorname{ch}(s_n L_g) + j(\Delta\beta_n/2) \operatorname{sh}(s_n L_g)};$$

$$t_n(\lambda) = \frac{e^{j\Delta\beta_n L_g/2} s_n}{s_n \operatorname{ch}(s_n L_g) + j(\Delta\beta_n/2) \operatorname{sh}(s_n L_g)}, \quad (6)$$

$$\kappa = \pi \delta n_g / \lambda, \quad s_n^2 = |\kappa|^2 - (\Delta\beta_n/2)^2, \quad \Delta\beta_n = 2(\beta_n - \beta_0),$$

где  $\delta n_g$  — амплитуда вариации коэффициента преломления ВБР;  $\beta_0$  — центральное волновое число решётки;  $n = 1, \dots, N$ ;  $\kappa$  — коэффициент, в котором в общем случае может учитываться интеграл перекрытия мод с учётом пространственного распределения диэлектрической проницаемости в поперечном сечении волокна.

Как «нулевое» приближение в расчётах были приняты следующие величины параметров (см. рис. 1):  $n_1 = 1,43$ ,  $n_2 = 1,427$ ;  $a_1 = 5,5$  мкм,  $a_2 = 62,5$  мкм;  $n_4 = 1,02n_1$ ;  $a_4 = a_1/2^{0,5}$ ;  $L_{ins} = \lambda/(4(n_4 - n_2)) = 12,3$  мкм ( $\lambda = 1,55$  мкм);  $\delta n_g = 0,06$  — амплитуда модуляции коэффициента преломления ВБР<sub>1</sub>;  $L_g = 15,5$  мкм. Величины параметров нулевого приближения были выбраны исходя из результатов исследований объёмного ОИ и практически важных случаев. Коэффициентам  $n_1, n_2$  и радиусу  $a_1$  соответствует диаметр моды HE<sub>11</sub> около 10,5 мкм, как для волокна SMF-28e. Значение  $a_4$  взято из соображения подобия зонам Френеля для плоской волны света. Эквивалент зон — две смежные области: первая — это сердцевина вставки с радиусом  $a_4$ , вторая — зона с радиусами от  $a_4$  до  $a_1$  (форма кольца в поперечном сечении волокна). Площади зон равны. Так как в объёмном ОИ рассматриваются плоские волны, то требуется создать разность набега фаз для

света, распространяющегося по этим областям так, чтобы получался фазовый фронт с резкими скачками фазы на границах этих областей, порождающий рассеяние в дальней зоне дифракции. Скачок фазы должен составлять  $\pi/4$  для прошедшей плоской волны (при  $z = L_{ins} + L_g$ ), а для отражённой волны, которая прошла вставку ещё и в обратном направлении, —  $\pi/2$  (в точке  $z = 0$ ). Величина  $L_{ins} + L_g$  должна быть как можно меньше, иначе происходит интерференционное взаимодействие света при распространении по смежным областям вследствие дифракции. Это может привести к ухудшению основных характеристик ОИ, таких как резкость полос, контраст и максимальный коэффициент отражения. По аналогии с объёмной оптикой количественно оценивается «идеальное» условие на продольную длину области:  $L_{ins} + L_g \ll (2a_4)^2/\lambda$  [1]. В данном случае  $L_{ins} + L_g \sim (2a_4)^2/\lambda$ . Выбор  $n_4$  влияет как на длину вставки  $L_{ins}$ , так и на основные характеристики ОИ, поэтому выгоднее брать как можно большее значение  $n_4$ . В расчётах использовалась величина, которая реально достижима при фотомодификации методом фемтозаписи [13]. Чтобы уменьшить  $L_g$ , величину коэффициента  $\delta n_g$  выбирают нестандартно большой (в обычных волокнах на два порядка меньше). Спектральная характеристика ВБР в данном случае достаточно широкополосная (высокий спектральный коэффициент отражения в диапазоне около 60 нм, сплошная линия на рис. 2). По-видимому, волоконные зеркала должны иметь широкий спектр отражения. При узком спектре характеристики ОИ могут ухудшаться из-за уменьшения количества мод, принимающих участие в многолучевой интерференции. Если ВБР имеет малый пространственный размер, т. е. записана только в сердцевине волокна, то высшие (оболочечные) моды будут меньше взаимодействовать с ВБР, что ослабит для них эффект многолучевой интерференции. Таким образом, важными являются как пространственные, так и спектральные свойства волоконных элементов ОИ. При  $n_3 = 1,0$  имеется большое количество оболочечных мод (более 160 при  $\nu = 1$ ), с помощью которых можно описывать распространение излучения в данной волоконной оптической системе.

В представленной работе проводился расчёт зависимости отражения ОИ от изменения базы  $L_b$  на фиксированной длине волны. Предполагается, что аппаратные функции при этом должны быть близки по виду, если в спектральном интервале оптические характеристики составных частей ОИ мало изменяются. Например, сравнение спектральных и фазовых коэффициентов отражения ВБР<sub>1</sub> показывает хорошее совпадение. На рис. 2 точками нанесены коэффициенты отражения  $|r_n|^2$  мод основного волокна ( $n = 1, 2, \dots, 85$ ) при  $\lambda = 1,55$  мкм. Максимум отражения ВБР<sub>1</sub> находится при  $\beta_1^{(1)}$ . Непрерывный спектраль-

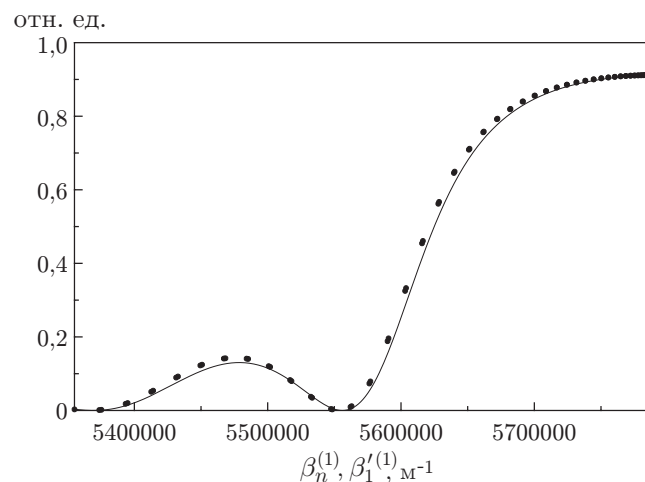


Рис. 2

ный контур коэффициента отражения  $|r_1(\beta_1^{(1)})|^2$  показан сплошной линией и рассчитан для основной моды  $HE_{11}$  на длинах волн  $\lambda' = 1,55-1,68$  мкм. По оси абсцисс откладывается волновое число, через которое с точностью  $\sim 0,1$  % можно вычислить длину волны  $\lambda' \approx 2\pi n_1/\beta_1^{(1)}$ .

Как и при расчёте неволоконного ОИ [14], сначала находятся коэффициенты отражения и пропускания переднего зеркала (вставка + ВБР<sub>1</sub>) для бегущей волны, затем подбором параметров обеспечивается максимальная асимметрия его коэффициентов отражения. Пусть в основном волокне слева от вставки радиальное распределение поля  $\mathbf{E}^+$  («+» означает распространение в положительном, а «-» — в отрицательном направлении оси  $z$ ) имеет вид моды  $HE_{11}$  ( $\mathbf{E}^+(0) = \mathbf{E}_1^{(1)+}$  или через коэффициенты  $\mathbf{u}^{(1)+}(0) = (1, 0, \dots, 0)$ ). Распределение поля во вставке будет представлять собой совокупность мод с амплитудными коэффициентами в соответствии с (5):

$$u_m^{(2)+}(0) = \hat{U}_{1m}^{(2)}, \quad m = 1, 2, \dots, M.$$

При распространении на расстояние  $L_{ins}$ , равное длине вставки, коэффициенты мод изменяются:

$$u_m^{(2)+}(L_{ins}) = \hat{U}_{1m}^{(2)} e^{-j\beta_m^{(2)} L_{ins}}, \quad m = 1, 2, \dots, M.$$

Далее идёт перерасложение по модам основного волокна на границе  $z = L_{ins}$ :

$$u_n^{(1)+}(L_{ins}) = \sum_{m=1}^M \hat{U}_{1m}^{(2)} e^{-j\beta_m^{(2)} L_{ins}} \hat{U}_{mn}^{(1)}, \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

Коэффициент каждой моды умножается на соответствующий коэффициент отражения  $r_n$  или пропускания  $t_n$  ВБР<sub>1</sub>:

$$u_n^{(1)-}(L_{ins}) = r_n u_n^{(1)+}(L_{ins}),$$

$$u_n^{(1)+}(L_{ins} + L_g) = t_n u_n^{(1)+}(L_{ins}), \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

Коэффициент  $u_1^{(1)+}(L_{ins} + L_g)$  определяет пропускание переднего зеркала (см. рис. 1) в основную моду. Высшие моды задают долю рассеянного света. Отражённые моды с амплитудами  $u_n^{(1)-}(L_{ins})$ ,  $n = 1, 2, \dots, N$ , снова попадают во вставку, распространяются на расстояние  $L_{ins}$  и переходят в основное волокно:

$$u_p^{(1)-}(0) = \sum_{q=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \hat{U}_{1m}^{(2)} e^{-j\beta_m^{(2)} L_{ins}} \hat{U}_{mn}^{(1)} r_n \hat{U}_{nq}^{(2)} e^{-j\beta_q^{(1)} L_{ins}} \hat{U}_{qp}^{(1)}, \quad p = 1, 2, \dots, N. \quad (7)$$

Аналогично полю в пропускании  $u_p^{(1)-}(0)$  — это коэффициенты направляемых мод, отражённых в основное волокно,  $u_1^{(1)-}(0)$  — в основную моду. Вычисленные коэффициенты отражения и пропускания переднего зеркала дают возможность описывать аппаратную функцию ОИ. Для получения необращённой формы зависимости коэффициента отраже-



ния ОИ от набега фаз между его зеркалами необходимо подбором коэффициентов  $a_4$  и  $L_{ins}$  сделать значение  $|u_1^{(1)-}(0)|$  как можно меньше, а в идеальном случае  $|u_1^{(1)-}(0)| = 0$ .

С учётом формулы разложения по модам (5) можно оценить погрешность принятого приближения, вычислив сумму коэффициентов разложения мод основного волокна по модам вставки и наоборот:

$$\Delta_m^{(1)} = \sum_{n=1}^N |\hat{U}_{mn}^{(1)}|^2, \quad m = 1, 2, \dots, M,$$

$$\Delta_n^{(2)} = \sum_{m=1}^M |\hat{U}_{nm}^{(2)}|^2, \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

Значения сумм коэффициентов при начальных параметрах показаны на рис. 3 ( $\Delta_m^{(1)}$  — точки,  $\Delta_n^{(2)}$  — крестики). Интегралы по радиусу вычислялись с помощью формулы Симпсона на интервале  $(0, 1, 1a_2)$ , дискретизация 5000 интервалов (для численного моделирования использовалась библиотека NumPy [15], написанная на языке программирования Python 2.6.6). Было найдено, что  $N = 163$ ,  $M = 165$ . Если доля энергии отражённой волны пренебрежимо мала, то  $\Delta_m^{(1)}$  и  $\Delta_n^{(2)}$  должны быть равны единице для всех  $n, m$ , что следует из закона сохранения энергии. С ростом числа мод проявляется недостаток или избыток энергии, обусловленный выбранным приближением. Разложение мод вставки по модам основного волокна и обратная процедура имеют одинаковый порядок погрешности. При уменьшении интервала дискретизации видимого изменения положения точек не наблюдается.

На результаты расчётов оказывают существенное влияние только те моды, которые находятся в диапазоне спектрально высокого коэффициента отражения ВБР<sub>1</sub> (см. рис. 2). Ослабление влияния высших мод происходит также из-за определённого выбора моды возбуждающего поля. Коэффициенты разложения по модам вставки  $|u_m^{(2)+}(0)|^2$

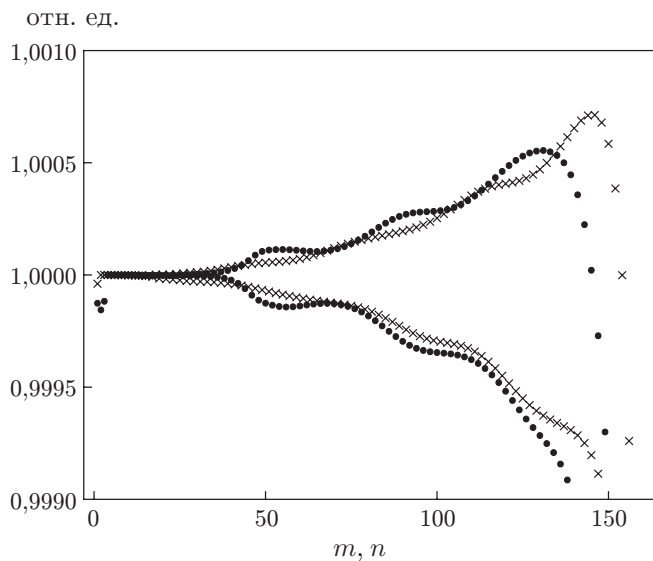


Рис. 3

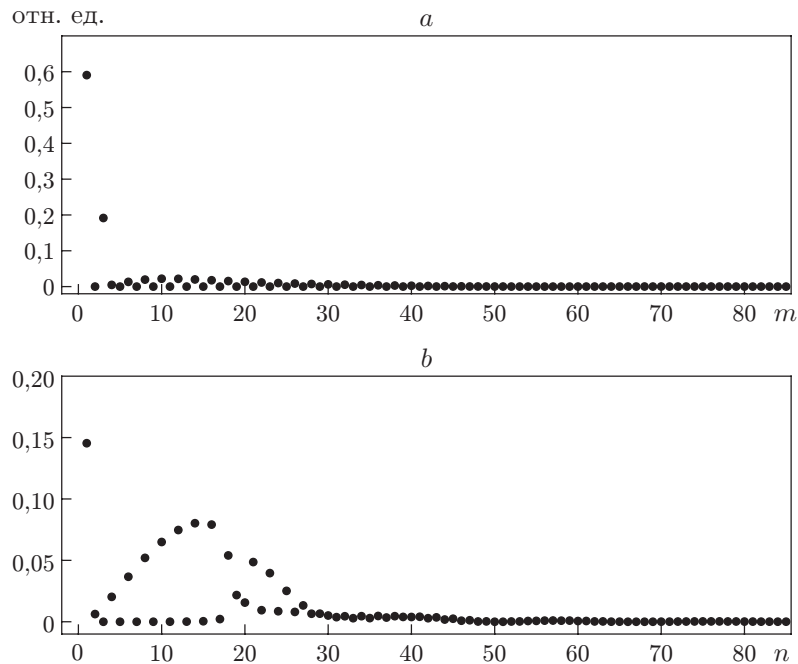


Рис. 4

( $m = 0, 1, \dots, 85$ ) для моды  $HE_{11}$  основного волокна при начальных условиях показаны на рис. 4, *a*. На рис. 4, *b* изображены коэффициенты  $|u_n^{(1)-}(0)|^2$  ( $n = 0, 1, \dots, 85$ ) мод основного волокна, отражённых от переднего зеркала. Из рис. 2 и 4 можно заключить, что существенное значение будут иметь только несколько десятков низших мод. Поэтому увеличение погрешности разложения для мод с  $n, m > 50$  пренебрежимо мало из-за уменьшения их амплитуды, т. е. удельного вклада.

Энергетические коэффициенты переднего зеркала ОИ при начальных значениях имеют для моды  $HE_{11}$  в отражении  $|u_1^{(1)-}(0)|^2 = 0,1454$ , суммарно во все высшие моды 0,746; в основную моду в пропускании  $|u_1^{(1)+}(L_{ins} + L_g)|^2 = 0,0540$ , в высшие моды 0,0543. Сумма этих коэффициентов с точностью до четвёртого знака равна 0,9997, т. е. в данном случае есть дефицит энергии величиной  $3 \cdot 10^{-4}$ , что характеризует порядок погрешности метода. Коэффициент отражения низшей моды с обратной стороны  $ВБР_1$  равен 0,9118. Зеркало имеет асимметрию коэффициента отражения для бегущей волны с пространственным распределением основной моды. Включим его в состав двухзеркального интерферометра, расположив второе зеркало ( $ВБР_2$ ) на расстоянии  $L_b$  от первого, и для простоты сделаем его коэффициент отражения равным единице во всём спектральном диапазоне. Каждая мода, прошедшая вставку, будет испытывать многолучевую интерференцию. Коэффициенты отражённых в основное волокно мод от такой двухзеркальной системы можно рассчитать, если в (7) заменить коэффициент отражения брэгговской решётки  $r_n$  коэффициентом отражения  $\rho_n$  интерферометра, образованного  $ВБР_1$  и  $ВБР_2$ :

$$\rho_n = \rho_1 + \frac{\tau_1^2 \rho_3 e^{-2j\beta_n^{(1)} L_b}}{1 - \rho_2 \rho_3 e^{-2j\beta_n^{(1)} L_b}}; \quad (8)$$

$$\tilde{r}_p(L_b) = \sum_{q=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \hat{U}_{1m}^{(2)} e^{-j\beta_m^{(2)} L_{ins}} \hat{U}_{mn}^{(1)} \rho_n \hat{U}_{nq}^{(2)} e^{-j\beta_q^{(1)} L_{ins}} \hat{U}_{qp}^{(1)}, \quad p = 1, 2, \dots, N.$$

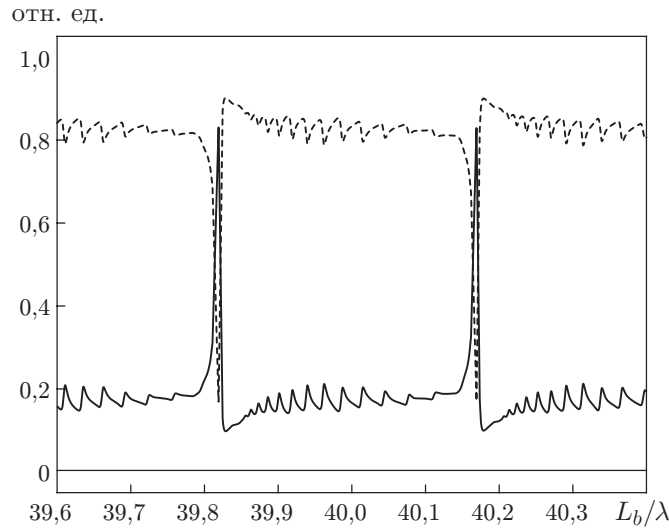


Рис. 5

Здесь амплитудные коэффициенты отражения и пропускания ВБР<sub>1</sub>  $\rho_1 = r_n$ ,  $|\rho_2| = |r_n|$  и  $\tau_1 = t_n$  и отражения ВБР<sub>2</sub>  $\rho_3 = 1,0$ . Фаза  $\rho_2$  может быть определена из соотношения  $(2m + 1)\pi = \Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi_1$  ( $m$  — целое число), которое справедливо для многослойного покрытия без потерь и следует из закона сохранения энергии ( $\Psi_{1,2}$  и  $\Phi_1$  — фазы коэффициентов  $\rho_{1,2}$  и  $\tau_1$  соответственно) [1].

Предположения о применимости принципа функционирования ОИ на основе объёмной оптики в волоконном исполнении подтверждаются расчётом. На рис. 5 приводится зависимость коэффициента отражения ОИ в основную моду  $|\tilde{r}_1|^2$  (сплошная линия), рассчитанная на основе начальных значений, от длины базы  $L_b$ . Форма линии имеет ярко выраженную асимметрию относительно основных максимумов в пределах периода, обусловленную ненулевым отражением переднего зеркала в основную моду и определённым соотношением фаз его коэффициентов [3]. Величина  $L_b \approx 40\lambda$  выбрана таким образом, чтобы продемонстрировать эффект, который, по-видимому, присущ волоконным вариантам ОИ. В отличие от плавной зависимости объёмного интерферометра, рассчитанной для плоской волны света, в волоконном случае зависимость имеет между максимумами небольшие по величине резонансные пики, которые порождаются конечным набором мод с разными фазовыми скоростями. Можно предположить, что спектральная аппаратная функция не будет иметь этих промежуточных пиков, так как в зависимости от длины волны существует непрерывный (недискретный) набор мод, выраженных, например, на рис. 2 через непрерывные значения  $\beta_1^{(1)}$  в отличие от дискретного набора собственных чисел  $\beta_n^{(1)}$  для одной фиксированной длины волны. Зависимость рассеянного излучения (энергия высших мод  $\sum_{p=2}^N |\tilde{r}_p|^2$  обозначена пунктирной кривой на рис. 5) дополняет линию

отражения до единицы с точностью  $10^{-4}$ . Максимальный коэффициент отражения меньше единицы ( $\approx 0,83$ ), что качественно соответствует неволоконному ОИ на основе фазового зеркала [14]. Резкость полос определяется формулой (8).

Увеличить контраст аппаратной функции ОИ можно, если понизить коэффициент отражения переднего зеркала в основную моду за счёт варьирования  $L_{ins}$  и  $a_4$ . При

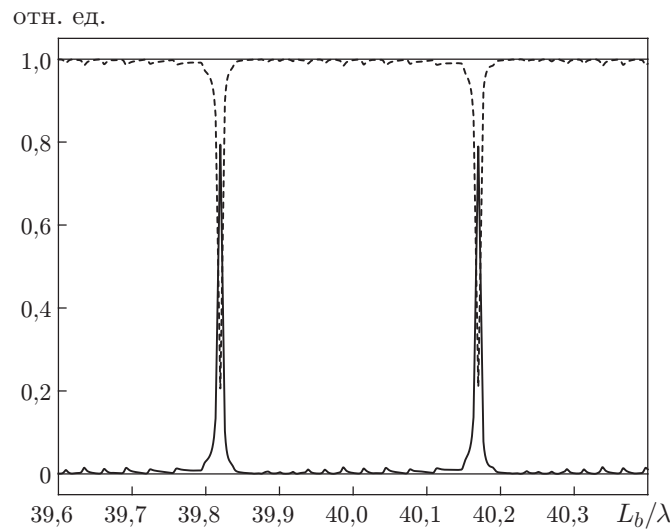


Рис. 6

$L_{ins} \approx 1,43\lambda/(4(n_4 - n_2))$ ,  $a_4 \approx 0,45a_1$  коэффициент отражения в основную моду составил величину, значительно меньшую исходного значения:  $|u_1^{(1)-}|^2 \approx 0,17 \cdot 10^{-2}$ . Зависимость коэффициента отражения ОИ от  $L_b$  на основе такого зеркала представлена на рис. 6. В отличие от рис. 5, здесь профиль более симметричен относительно главных максимумов отражения, что связано с понижением отражения  $|u_1^{(1)-}|^2$  переднего зеркала в основную моду [1]. Максимальный коэффициент отражения  $\approx 0,79$ , резкость полос  $\approx 70$ . Форма зависимости меняется при уменьшении расстояния между зеркалами, например при  $L_b = 5\lambda$  максимальный коэффициент отражения повышается до  $\approx 0,88$ , резкость полос падает, т. е. происходит наложение аппаратных функций нескольких направляемых мод, промежуточные резонансные пики исчезают и форма линии становится плавной.

После оптимизации параметров переднего зеркала были рассчитаны его спектральные характеристики. В диапазоне длин волн 1,52–1,58 мкм асимметрия коэффициентов отражения переднего зеркала сохраняется:  $|u_1^{(1)-}|^2 < 0,01$ , отражение ВБР<sub>1</sub> для нулевой моды со стороны резонатора опускается не ниже 0,8, а пропускание увеличивается до 0,09.

Рассмотренный волоконный ОИ имеет некоторые специфические отличия от классического варианта. Исходя из общей методики расчёта и рис. 6, можно заключить, что ОИ с необращённой аппаратной функцией может быть создан в одномодовом волокне на базе многомодовой многолучевой интерференции.

**Заключение.** Для подтверждения результатов расчёта на основе изложенного численного метода требуется провести экспериментальную работу по изготовлению и исследованию свойств ОИ. Сформировать волоконную вставку в одномодовом волокне можно и без нарушения целостности основного волокна, если модифицировать коэффициент преломления небольшого участка сердцевины с помощью метода фемтосекундной записи [13]. Для получения пространственно больших волоконных решёток и увеличения их спектральной ширины, по-видимому, нужны специальные методы формирования и оптические волокна.

В данной работе рассмотрен волоконный ОИ, состоящий из оптических волоконных элементов со спектральными и пространственными характеристиками, позволяющими упростить расчёт сложных интерференционно-дифракционных эффектов в трёхмерном случае методом собственных мод. Демонстрируется селекция только одной низшей попе-

речной моды, которая имеет превалирующее значение перед другими (оболочечными) модами за счёт селективных свойств оптического волокна. Предполагается, что более сложная форма рассеивателя в области вставки может применяться для селекции не только основной, но и высших поперечных мод. В этом случае в отражательном волоконном интерферометре будут совместно действовать два оптических элемента: интерферометр Жире — Турнуа, образованный ВБР<sub>1</sub> и ВБР<sub>2</sub>, и фазовый дифракционный элемент (простейший вариант модана), согласованная работа которых позволяет получать необращённую интерференционную картину в отражении. В приложении к волоконной лазерной оптике представляется интересным исследование применения ОИ для селекции поперечных типов колебаний, например, в многомодовом волокне. Многолучевая интерференция высших оболочечных мод может оказаться полезной в области сенсорики для детектирования окружающей волокно среды по аналогии с волоконным интерферометром Фабри — Перо [16]. Дальнейшие исследования волоконного ОИ могут быть связаны с аналитическим расчётом, изучением его спектральных свойств и экспериментальным изготовлением.

Автор выражает благодарность М. А. Никулину за активное участие в обсуждении работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Троицкий Ю. В.** Многолучевые интерферометры отраженного света. Новосибирск: Наука, 1985. 208 с.
2. **Троицкий Ю. В.** Одночастотная генерация в газовых лазерах. Новосибирск: Наука, 1975. 159 с.
3. **Терентьев В. С.** Многолучевые интерферометры в отраженном свете с «необращенной» аппаратной функцией // Автометрия. 2009. **45**, № 6. С. 89–98.
4. **Babin S. A., Kablukov S. I., Terentiev V. S.** Reflection interferometer based on the Troitsky thin film for frequency selection in fiber lasers // Laser Phys. 2008. **18**, N 11. P. 1241–1245.
5. **Терентьев В. С., Симонов В. А.** О частотной селекции излучения волоконного лазера с отражательным интерферометром // Автометрия. 2011. **47**, № 4. С. 41–48.
6. **Иванов О. В., Никитов С. А., Гуляев Ю. В.** Оболочечные моды волоконных световодов, их свойства и применение // УФН. 2006. **176**, № 2. С. 175–202.
7. **Marcuse D.** Radiation losses of the dominant mode in round dielectric waveguides // The Bell Syst. Techn. Journ. 1970. **49**, N 8. P. 1665–1693.
8. **Ivanov O. V.** Fibre-optic interferometer formed by a section of small-core fibre spliced between standard fibres // Opt. Commun. 2009. **282**, N 19. P. 3895–3898.
9. **Маркузе Д.** Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576 р.
10. **Marcuse D.** Loss analysis of single-mode fiber splices // The Bell Syst. Techn. Journ. 1977. **56**, N 5. P. 703–718.
11. **Дианов Е. М., Прохоров А. М.** Лазеры и волоконная оптика // УФН. 1986. **148**, № 2. С. 289–311.
12. **Yariv A., Yeh P.** Photonics. Optical Electronics in Modern Communications. N. Y.: Oxford University Press, 2007. 836 p.
13. **Valle G. D., Osellame R. O., Laporta P.** Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses // Journ. Opt. A: Pure and Appl. Opt. 2009. **11**, N 1. 013001.
14. **Кольченко А. П., Терентьев В. С., Трошин Б. И.** Интерферометр с «необращенной» аппаратной функцией в отраженном свете на основе фазовой решетки // Оптика и спектроскопия. 2006. **101**, № 4. С. 674–676.

15. **Oliphant T. E.** Guide to NumPy // Trelgol Publishing.  
URL: <http://www.tramy.us/numpybook.pdf> (дата обращения: 11.12.2011).
16. **Кульчин Ю. Н., Витрик О. Б., Гурбатов С. О.** Спектр изогнутого волоконного интерферометра Фабри — Перо при малых вариациях показателя преломления внешней среды // Квантовая электроника. 2011. **41**, № 9. С. 821–823.

*Поступила в редакцию 14 декабря 2011 г.*

---