

УДК 535.41

**В.С. Терентьев, В.А. Симонов**

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

**МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ АСИММЕТРИЧНОГО ЗЕРКАЛА  
ДЛЯ ДИФРАКЦИОННОГО ОТРАЖАТЕЛЬНОГО  
ИНТЕРФЕРОМЕТРА В ОДНОМODOVOM ВОЛОКНЕ**

Ценность отражательного интерферометра заключается в том, что он позволяет получать в отражении необращенную аппаратную функцию, аналогичную таковой для пропускания интерферометра Фабри–Перо. Такой эффект обуславливается асимметрией отражения переднего зеркала, которая может создаваться фазовым рассеивателем, расположенным непосредственно перед зеркалом со стороны падения света. В работе представлен численный метод оптимизации параметров рассеивателя методом разложения по собственным модам оптического волокна для получения заданного профиля отражения волоконного интерферометра. В результате получены характерные геометрические размеры (радиус и длина) оптимального рассеивателя для волокна типа SMF-28e в диапазоне 1,5 мкм, а также допуски на эти размеры, чтобы обеспечить резкую асимметрию коэффициентов отражения с двух сторон  $<0,01$  и  $>0,9$ .

**Ключевые слова:** многолучевая интерференция, многолучевой отражательный интерферометр, дифракция, волоконная оптика, одномодовое волокно, метод собственных мод.

**V.S. Terent'ev, V.A. Simonov**Institute of Automation and Electrometry  
of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,  
Novosibirsk, Russian Federation**HIGH-FINESSE MULTIPLE-BEAM REFLECTION  
INTERFEROMETER BASED ON DIELECTRIC DIFFRACTION  
STRUCTURE IN A SINGLE-MODE FIBER**

The advantage of reflection interferometer is that it allows ones to obtain non-inverted response function, similar to transmission of Fabry–Perot interferometer, in reflection. Reflection asymmetry of the front mirror, which can be caused by phase scatterer placed right in the front of mirror from the direction of incident light, accounts for this effect. The numerical method of scatterer parameters optimization by decomposition by eigenmodes of optical fiber, that allows to obtain the desired reflection profile of reflection interferometer, is presented in the paper. As a result, we found the optimal geometric dimensions (radius and length) and their tolerance for the scatterer in SMF-28e fiber for the wavelength range around 1.5  $\mu\text{m}$ , which allows to obtain the abrupt asymmetry in the reflection from the different sides:  $<0.01$  and  $>0.9$ .

**Keywords:** multiple-beam interferometry, multiple-beam reflection interferometer, diffraction, fiber optics, single-mode fiber, eigenmodes.

## **Введение**

Двухзеркальный многолучевой отражательный интерферометр [1] в одномодовом волокне, не имеющий поглощательных элементов в своей структуре, но работающий на эффекте дифракции света, может найти применение в волоконной оптике, в частности для селекции длины волны излучения волоконных и диодных лазеров [2]. Данный тип интерферометра обеспечивает узкополосную фильтрацию излучения в отраженном свете («необращенная» интерференционная картина) с характеристиками, подобными характеристикам интерферометра Фабри–Перо в пропускании. Принцип его работы основан на асимметрии отражений переднего зеркала с разных сторон, что достигается внесением потерь в переднее зеркало  $Z_1$  двухзеркального резонатора с помощью специального дифракционного рассеивателя (рис. 1). Потери могут иметь как омическую природу, недостаток которой связан с возможным перегревом и деградацией зеркала  $Z_1$  при больших интенсивностях света, так и дифракционную, которая обеспечивает максимально возможную лучевую стойкость конструкции зеркала. В объемной оптике был разработан вариант полностью диэлектрического дифракционного отражательного интерферометра (ДОИ) [3], но первые попытки создать ДОИ на торце одномодового волокна не позволили добиться сколько-нибудь приемлемых характеристик [4]. Миниатюрные размеры световедущих частей оптических волноводов, особенно поддерживающих только одну поперечную моду, затрудняют разработку технологии, так как размер элементов рассеивателя, входящего в переднее зеркало ДОИ, должен быть менее 10 мкм и формироваться в световедущей сердцевине волокна. Наблюдение необращенной картины в отражении статичного волоконного резонатора Фабри–Перо со случайным повреждением в переднем зеркале [5] определило направление дальнейшего поиска, что позже позволило получить экспериментальные образцы с характеристикой аппаратной функции в отраженном свете, близкой к теоретической [6]. Однако до сих пор не создано технологии изготовления ДОИ, которая бы обеспечивала заданные (оптимальные) характеристики с высокой степенью повторяемости, в том числе это требуется для создания перестраиваемого резонатора. Для этого необходимо определять характеристики структур для разных типов волокон, имеющих разные геометрические размеры, коэффициенты преломления, диаметры собственных мод,

и в итоге разработать технологию изготовления асимметричного зеркала с хорошей повторяемостью результатов, например, методами лазерной и электронно-лучевой литографии, ионно-лучевого травления [7, 8] или фемтосекундной лазерной абляции [9].

Цель данной статьи состоит в разработке метода численного моделирования параметров асимметричного зеркала ДОИ на основе теории собственных мод волокна, в результате которого можно было бы определять геометрические и оптические характеристики рассеивателя в структуре переднего зеркала для создания необращенного профиля аппаратной функции ДОИ в отражении.

### 1. Теоретическое описание

Амплитудные коэффициенты отражения  $\tilde{r}$  и пропускания  $\tilde{t}$  двухзеркального многолучевого интерферометра (рис. 1) в приближении плоских волн для нормального падения света выражаются следующим образом [1]:

$$\tilde{r} = r_1 + \frac{t_1 t_2 r_3 \exp(-i2\psi)}{1 - r_2 r_3 \exp(-i2\psi)}, \quad (1)$$

$$\tilde{t} = \frac{t_1 t_3 \exp(-i\psi)}{1 - r_2 r_3 \exp(-i2\psi)}, \quad (2)$$

где амплитудные коэффициенты зеркал  $r_j = \sqrt{R_j} \exp(i\psi_j)$ ,  $t_j = \sqrt{T_j} \exp(i\Phi_j)$  ( $j = 1, 2$  для зеркала  $Z_1$  со стороны падающего излучения и со стороны резонатора соответственно,  $j = 3$  для зеркала  $Z_2$ ) выражаются через энергетические коэффициенты отражения  $R_j$  и пропускания  $T_j$  и их фазы  $\psi_j$ ,  $\Phi_j$ ;  $\psi = 2\pi l n / \lambda$ , здесь  $n$  – коэффициент преломления базы интерферометра длиной  $l$ ,  $\lambda$  – длина волны света. Энергетические коэффициенты отражения и пропускания интерферометра  $\tilde{R} = |\tilde{r}|^2$ ,  $\tilde{T} = |\tilde{t}|^2$  соответственно. Формулы (1), (2) применимы в том числе для интерферометра с потерями в зеркалах, когда  $R_j + T_j \leq 1$  ( $j = 1, 2, 3$ ). При этом неважна физическая природа потерь в зеркалах (поглощение или рассеяние).

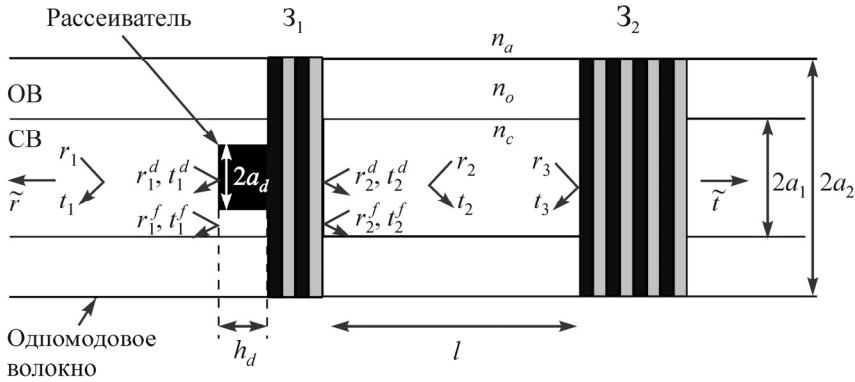


Рис. 1. Схема волоконного ДОИ: амплитудные коэффициенты отражения и пропускания для основной моды волокна интерферометра –  $\tilde{r}$ ,  $\tilde{t}$ , зеркала  $Z_1$  –  $r_{1,2}$ ,  $t_{1,2}$ , зеркала  $Z_2$  –  $r_3$ ,  $t_3$ , соответственно;  $r_{1,2}^{[d,f]}$ ,  $t_{1,2}^{[d,f]}$  – френелевы амплитудные коэффициенты отражения и пропускания вблизи поверхности зеркала  $Z_1$  ( $d$  – в области рассеивателя,  $f$  – в области вне рассеивателя);  $a_1$  и  $n_c$  – радиус и коэффициент преломления световедущей сердцевины (СВ);  $a_2$  и  $n_o$  – радиус и коэффициент преломления оболочки волокна (ОВ);  $a_d$ ,  $h_d$  – радиус и длина фазовой вставки (рассеивателя);  $l$  – база ДОИ;  $n_a$  – коэффициент преломления воздуха,  $n_a = 1$

Согласно формуле (1), если  $r_1 \rightarrow 0$ , то форма аппаратной функции отражения стремится к необращенной форме пропускания с точностью до константы  $\tilde{R} \rightarrow \text{const} \cdot \tilde{T}$ , при этом для высокой добротности резонатора требуются большие коэффициенты отражения внутри резонатора. Ключевыми условиями на получение необращенной формы являются

$$0 \approx R_1 \ll R_2 < R_3 \rightarrow 1, \quad (3)$$

где стремление коэффициента отражения зеркала  $Z_2$  к единице необходимо для повышения максимального коэффициента отражения и резкости полос ДОИ. Ниже демонстрируется, что в одномодовом волокне неравенства (3) могут быть удовлетворены для зеркала с рассеивателем, образованным диэлектрической вставкой, и с таким зеркалом возможно получить необращенную интерференционную картину в отражении ДОИ.

## 2. Определение параметров зеркал

В случае одномодового волокна с малым значением числовой апертуры (например, типа SMF-28e,  $NA = 0,13$ ) оптическое поле основной направляемой моды  $\vec{E}_{11}$ , определенное в цилиндрической системе координат [10], будет иметь незначительную  $z$ -компоненту (вдоль оси волокна) вектора электрического поля, и такое распределение поля можно рассматривать как близкое к гауссовской волне свободного пространства в области горловины. Таким образом, определять амплитудные коэффициенты отражения зеркал можно в приближении моды свободного пространства по аналогии с работой [11].

Переднее зеркало  $Z_1$  содержит фазовый рассеиватель (ФР) цилиндрической формы, расположенный со стороны падения света, с поперечным радиусом  $a_d$ , продольной длиной  $h_d$  и коэффициентом преломления  $n_d$ . Он располагается в сердцевине волокна с коэффициентом преломления  $n_c$  ( $n_d > n_c$ ), его ось совпадает с осью волокна. Выбор такой формы ФР обусловлен упрощением расчета (как и возможной в будущем технологией изготовления). В такой геометрии интегралы перекрытия мод вычисляются аналитически по угловой переменной и численный расчет сводится к операциям с одномерными интегралами по радиальной переменной. Предполагается, что  $h_d \approx \lambda$ , а фронт поля моды получает локальный набег фазы при прохождении через ФР. Сразу за рассеивателем расположено многослойное четвертьволновое диэлектрическое покрытие. В приближении френелевых коэффициентов отражение и пропускание областей с ФР  $(r_{1,2}^{[d]}, t_{1,2}^{[d]})$  и без него, т.е. с материалом волокна  $(r_{1,2}^{[f]}, t_{1,2}^{[f]})$ , в общем случае могут отличаться как по фазе, так и по амплитуде. В связи с этим после взаимодействия падающей моды с зеркалом  $Z_1$  образуется неоднородный по фазе и амплитуде волновой фронт как в отражении, так и в пропускании. Неоднородность фазового фронта неизбежно порождает перераспределение энергии по другим направляемым модам (если таковые имеются), модам оболочки и модам рассеяния [12]. В силу способности рассматриваемого волокна поддерживать без потерь только основную моду  $\vec{E}_{11}$  для излучения на длине волны 1550 нм коэффициенты отражения  $r_{1,2}$  и пропускания  $t_1 = t_2$  достаточно определять только для этой моды.

По аналогии с работой [11] введем обозначения локальных коэффициентов отражения  $r_{1,2}^{[s]}$  и пропускания  $t_{1,2}^{[s]}$  областей у поверхности зеркала:

$$r_{1,2}^{[s]}(\rho) = \begin{cases} r_{1,2}^{[d]}, & \rho \leq a_d, \\ r_{1,2}^{[f]}, & \rho > a_d, \end{cases} \quad t_{1,2}^{[s]}(\rho) = \begin{cases} t_{1,2}^{[d]}, & \rho \leq a_d, \\ t_{1,2}^{[f]}, & \rho > a_d. \end{cases}$$

Тогда амплитудные коэффициенты зеркала  $Z_1$  для основной моды могут быть получены по формулам

$$\begin{aligned} r_{1,2} &= \frac{\pi}{2} \int_0^\infty \left[ r_{1,2}^{[s]}(\rho) \vec{E}_{11}^{[\rho]}, \vec{H}_{11}^{[\rho]*} \right]_z \rho d\rho, \\ t_{1,2} &= \frac{\pi}{2} \int_0^\infty \left[ t_{1,2}^{[s]}(\rho) \vec{E}_{11}^{[\rho]}, \vec{H}_{11}^{[\rho]*} \right]_z \rho d\rho, \\ \frac{\pi}{2} \int_0^\infty \left[ \vec{E}_{11}^{[\rho]}, \vec{H}_{11}^{[\rho]*} \right]_z \rho d\rho &= 1, \end{aligned} \quad (4)$$

где интегрирование ведется в цилиндрических координатах и в силу аксиальной симметрии интеграл по азимутальному углу ( $\varphi$ ) взят аналитически, а под интегралом остаются только радиальные функции компонент векторов основной моды  $\vec{E}_{11}^{[\rho]} = (E_{11\rho}^{[\rho]}, E_{11\varphi}^{[\rho]}, \vec{E}_{11z}^{[\rho]})$ ,  $\vec{H}_{11}^{[\rho]} = (H_{11\rho}^{[\rho]}, E_{11\varphi}^{[\rho]}, H_{11z}^{[\rho]})$ ; звездочка означает комплексное сопряжение, а квадратные скобки – векторное произведение; индекс  $z$  –  $z$ -компонента векторного произведения.

Существует альтернативный метод расчета, который заключается в вычислении коэффициентов  $r_{1,2}$ ,  $t_{1,2}$  путем перерасложения по модам участка волокна с фазовым рассеивателем. Данный метод был применен для численного расчета параметров полностью волоконного ДОИ [13], однако в нем происходит перерасложение только по направляемым модам, без учета мод рассеяния, что ведет к ошибкам в вычислении распределения поля. Для вычисления данным методом необходимо использовать тройное суммирование, что значительно замедляет расчеты по сравнению с рассматриваемым в настоящей работе, особенно в случае большой разницы коэффициентов преломления ФР и волокна ( $n_d - n_c \approx 1$ ).

Пусть заднее зеркало  $Z_2$  интерферометра имеет высокоотражающую многослойную структуру из четвертьволновых диэлектрических слоев с большой разницей показателей преломления (например,  $\text{TiO}_2$  (2,38) и  $\text{SiO}_2$  (1,46)). Такое зеркало может рассматриваться как точечный отражатель для основной моды волокна, так как его полная физическая толщина составляет 3–5 мкм, хотя в его структуре и не имеется световедущей сердцевинки. Зеркало  $Z_2$  нанесено на торец волокна и имеет практически одинаковый коэффициент отражения в каждой точке поперечного сечения моды (с точностью до  $(n_c - n_o)^2$ ). Тогда амплитудный коэффициент отражения моды  $r_3$  можно с большой степенью точности положить равным отражению многослойного покрытия в приближении плоских волн [14].

Поскольку потери SMF-28e для 1550 нм составляют 0,2 дБ/км, а длина световедущей базы  $\approx 1$  мм, то потерями на распространение можно пренебречь, а формулы (1), (2) будут применимы к описанию коэффициентов отражения и пропускания волоконного интерферометра (см. рис. 1).

### 3. Оптимизация характеристик переднего зеркала

Задача достижения большой асимметрии коэффициентов отражения зеркала  $Z_1$  [см. формулу (3)], необходимая для получения необращенного профиля аппаратной функции ДОИ в отражении, может быть решена подбором  $a_d$  и  $h_d$  для длины волны  $\lambda = 1550$  нм при заданных параметрах: радиусах световедущей сердцевинки  $a_1 = 4,2$  мкм и оболочки  $a_2 = 62,5$  мкм, коэффициентах преломления  $n_c = 1,471$ ,  $n_o = 1,467$ ,  $n_a = 1$  (параметры соответствуют волокну SMF-28e, при этом эффективный показатель преломления основной моды  $n_e = 1,4682$ ). В расчетах зеркало  $Z_1$  имеет семислойную структуру четвертьволновых слоев  $H(LH)^3$ , где  $H$  – слой  $\text{TiO}_2$  ( $n_H = 2,38$ ),  $L$  – кварца  $\text{SiO}_2$  ( $n_L = 1,46$ ), а ФР выполнен из  $\text{TiO}_2$ .

В отличие от работы [11], где моделировалась дифракционная структура на основе металлической пленки неизменной толщины с отверстием и варьировался только радиус отверстия, в данном случае имеются два независимых параметра. Чтобы уменьшить интервал поиска, можно оценить эти параметры в приближении плоских волн. В этом случае отражение  $r_1$  для дальней зоны дифракции можно выразить как

$$r_1 = s^{[d]}r_1^{[d]} + s^{[f]}r_1^{[f]}, \quad (5)$$

где  $s^{[d,f]}$  – доля площади соответствующих зон вблизи поверхности  $Z_1$ :  $d$  – занятая вставкой и  $f$  – вне вставки (см. рис. 1). Формула (5) является частным случаем выражений (4), в последних учитывается неоднородность распределения поля. Наименьшее значение  $r_1 = 0$  будет только при выполнении условия  $s^{[d]}r_1^{[d]} = -s^{[f]}r_1^{[f]}$ , т.е. когда равны модули произведения доли площадей и коэффициентов отражения, а разница аргументов, т.е. набега фаз для волнового фронта между данными смежными областями, равна  $\pi$  [3]. Отсюда можно получить оценку физической толщины ФР, если его коэффициент преломления  $n_d = 2,38$  (TiO<sub>2</sub>):  $h_d \approx \lambda[4(n_d - n_c)] = 0,42$  мкм. Оценка радиуса  $a_d$  может быть сделана в предположении близости коэффициентов отражения смежных областей  $R_1^{[d]} \approx R_1^{[f]}$ , в этом случае согласно формуле (5)  $s^{[d]} = s^{[f]} = 0,5$ , откуда следует, что, учитывая характерный диаметр поля моды SMF-28eMFD = 5,2 мкм,  $a_d \approx \text{MFD}/\sqrt{2} = 3,7$  мкм. Полученные оценочные параметры мы используем в качестве начальных для поиска оптимума.

Для наглядности результаты расчета  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $T_1$ , а также  $A_2 = 1 - T_2 - R_2$  по формулам (4) целесообразно изобразить в виде контурных графиков, где по одной координате откладывается длина (глубина)  $h_d$ , а по другой – радиус  $a_d$  (рис. 2).

Пределы вариации параметров  $h_d$ ,  $a_d$  имеет смысл привести в зоне низкого коэффициента отражения  $R_1 < 0,2$ , из-за того что средний уровень интерференционного фона ДОИ имеет порядок  $R_1$ , если оценивать его по формуле (1). В целях увеличения селективной способности желательнее уменьшать средний уровень фона. Таким образом, для уменьшения  $R_1$ , как следует из рис. 2,  $a$ , требуется иметь определенную точность изготовления ФР. Например, для  $R_1 \leq 0,14$  (соответствует точке  $O$ ) абсолютные допуски на геометрические размеры ФР следующие:  $\Delta h_d = 100$  нм,  $\Delta a_d = 1,4$  мкм, а для получения  $R_1 < 0,01$  допуски уменьшаются в 3–4 раза до  $\Delta h_d = 26$  нм,  $\Delta a_d = 0,46$  мкм (см. рис. 2). В технологическом процессе необходимо обеспечивать контроль геометрических размеров ФР как минимум с такой же абсолютной точностью, а лучше на порядок ее превосходящей.



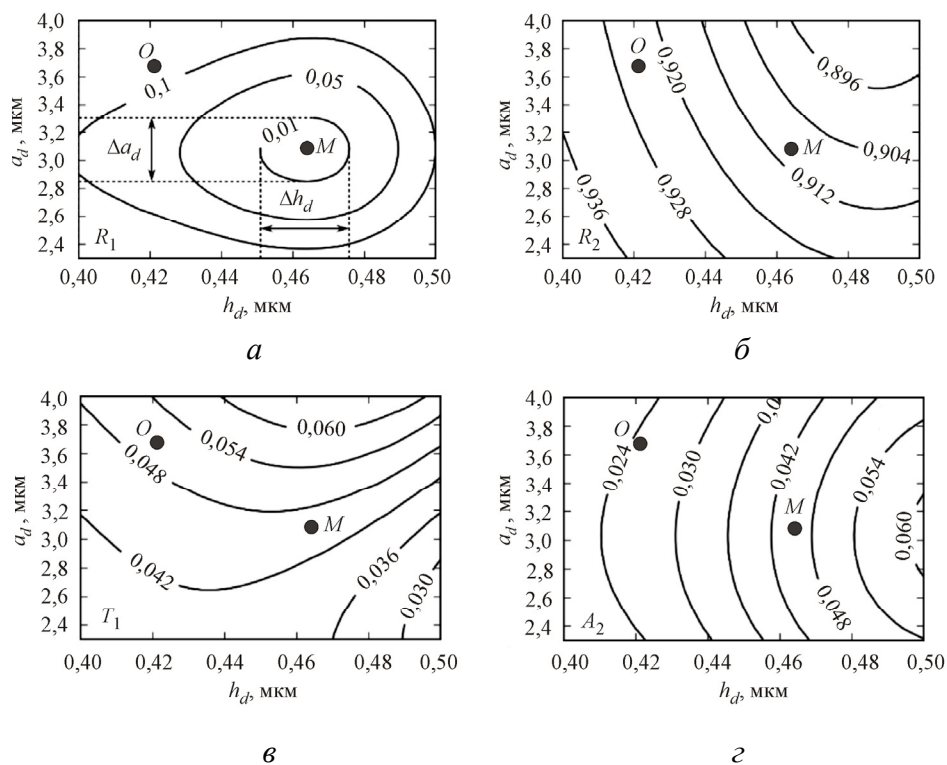


Рис. 2. Расчетные контурные зависимости коэффициентов зеркала  $Z_1$  в зависимости от  $a_d$  и  $h_d$ : а –  $R_1$ ; б –  $R_2$ ; в –  $T_1$ ; г –  $A_2$ . В точке  $M(0,464; 3,08)$   $R_1 = 2,4 \cdot 10^{-5}$ ,  $R_2 = 0,909$ ,  $T_1 = A_2 = 0,045$ ,  $\Delta h_d = 26 \cdot 10^{-3}$  мкм,  $\Delta a_d = 0,46$  мкм. Точка  $O(0,42; 3,7)$  соответствует оценочному приближению

В точке  $M$  (см. рис. 2)  $R_1 = 2,4 \cdot 10^{-5}$  имеет пренебрежимо малую величину, которую можно считать практически нулевой, однако отражение  $R_1$  в точке  $M$  может быть не минимальным, ее значение обусловлено шагом дискретизации в расчетах, т.е. в ее окрестности может быть значение еще меньше. В данном случае важно, что существует возможность получить пренебрежимо малое значение  $R_1$  зеркала  $Z_1$ .

В точке  $M$  коэффициент пропускания  $T_1$  зеркала  $Z_1$  составляет величину, очень близкую к теоретически ожидаемой  $(1 - R_2)/2$  при  $R_1 = 0$  [3]. В остальных точках по мере увеличения  $R_1$   $T_1$  начинает изменять свою величину. Если  $T_1$  изменяется, то изменяются и потери  $A_2$  согласно общей формуле  $A_2 = 1 - T_2 - R_2$  ( $T_1 \equiv T_2$ ). Потери  $A_2$  являются неизбежными в данной конструкции зеркала  $Z_1$ , при этом они определяют минимально возможные потери в резонаторе ДООИ, меньше кото-

рых получить невозможно даже при  $R_3 = 1$ . Эти потери напрямую влияют на максимальный коэффициент отражения ДООИ и на добротность резонатора, поэтому выгоднее повышать отражение  $R_2$ , чтобы уменьшить эти потери и повысить характеристики ДООИ.

Обеспечить полученную точность поперечных размеров  $a_d$ , по-видимому, возможно только методами электронно-лучевой литографии или ионно-лучевого травления. Возможно применение и методов УФ-лазерной литографии, однако на пределах возможностей.

Для достижения заданного продольного размера  $h_d$  можно использовать комбинацию технологий. Заполнение полости можно осуществить диэлектриком ( $\text{TiO}_2$ ) с помощью вакуумного напыления, а точную доводку толщины и получение высокого качества торца – прецизионной по времени (с посекундным контролем) полировкой на алмазной пленке с зерном 0,02 мкм. Затем на отполированную поверхность можно нанести диэлектрическое многослойное покрытие.

В качестве иллюстрации влияния параметров зеркала  $Z_1$  на аппаратную функцию ДООИ в отражении на рис. 3 приведены спектры отражения  $R_M$  и  $R_O$  для точек  $M$  и  $O$  соответственно, в зависимости от относительного набега фаз  $\psi$  между зеркалами для длины волны 1550 нм по формуле (1). В расчетах заднее зеркало  $Z_2$  имеет 15-слойную структуру  $H(LH)^7$  и высокий коэффициент отражения  $R_3 = 0,999$ . Профиль  $R_O$  смещен по фазе на  $\pi/4$  относительно  $R_M$  для лучшего восприятия.

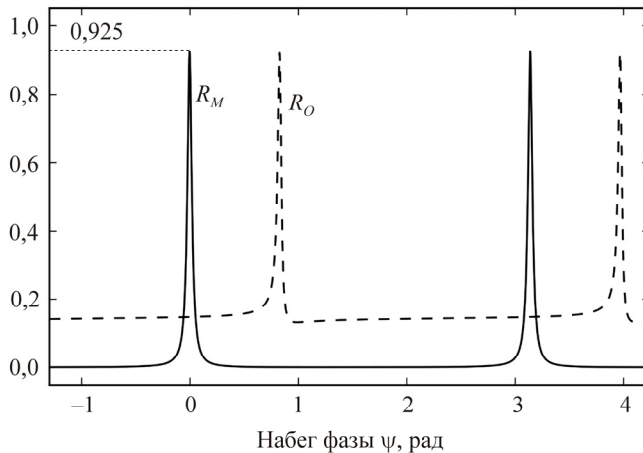


Рис. 3. Профили аппаратных функций ДООИ для разных параметров зеркала  $Z_1$ :  $R_M$  – оптимизированный (точка  $M$ );  $R_O$  – приближенный (точка  $O$ )

Как видно, максимальный коэффициент  $R_{\max}$  отражения обоих профилей практически одинаков,  $R_{\max} > 0,9$ . В точке  $M$  при  $R_1 = 0$  у данной системы с дифракционными потерями  $R_{\max} = 1/4 \cdot R_3(1 - R_2)^2 / (1 - (R_2R_3)^{1/2})^2 \xrightarrow{R_3 \rightarrow 1} (1 + R_2^{1/2})^2/4$  [3]. Резкость полюс  $F$ , определяемая как отношение периода к ширине на полувысоте отражения, примерно равна 62 (для оценок хорошо подходит формула  $F = \pi(R_2R_3)^{1/4}/(1 - (R_2R_3)^{1/2})$ ). Высокий уровень среднего фона профиля  $R_0$  обусловлен сравнительно высоким значением  $R_1 = 0,145$ , а его асимметрия – отличием комбинированной фазы зеркала  $Z_1$  от целого числа  $\pi$ . Оптимизированный профиль имеет практически симметричную форму со значительно большим контрастом (минимальный коэффициент отражения  $6,7 \cdot 10^{-4}$ ) и является более ценным для задач селекции излучения в отраженном свете.

### **Заключение**

Проведено численное моделирование параметров двухзеркального волоконного отражательного интерферометра, переднее зеркало которого содержит дифракционный рассеиватель в своей структуре. Расчет велся методом разложения по собственным модам оптического волокна. Параметры рассеивателя влияют на энергетические характеристики переднего зеркала и, как следствие, на аппаратную функцию интерферометра в отражении. При оптимальных параметрах рассеивателя получается аппаратная функция с необращенным профилем в отражении (узкие высокие пики на темном фоне), практически идентичная по форме профилю интерферометру Фабри–Перо в пропускании. Для одномодового волокна SMF-28e в спектральном диапазоне 1500–1600 нм определены оптимальные параметры рассеивателя: коэффициент преломления – 2,38 ( $\text{TiO}_2$ ), длина – 0,464 мкм, радиус – 3,08 мкм, абсолютная точность для получения  $R_1 < 0,01$  на длину – 26 нм, на радиус – 0,46 мкм. Таких параметров можно добиться применением методов электронно-лучевой литографии или фемтосекундной лазерной абляции для создания кратера с последующим его заполнением диэлектриком с большим показателем преломления ( $\text{TiO}_2$ ), шлифовкой поверхности и нанесением диэлектрического многослойного покрытия.

*При выполнении работы было использовано оборудование центра коллективного пользования «Оптика и спектроскопия» Института автоматизации и электротехники СО РАН.*

### Список литературы

1. Троицкий Ю.В. Многолучевые интерферометры отраженного света. – Новосибирск: Наука, 1985.

2. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. Fiber-based multiple-beam reflection interferometer for single-longitudinal-mode generation in fiber laser based on semiconductor optical amplifier // *Laser Physics Letters*. – 2017. – Vol. 14, iss. 2. – P. 25103. – URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1612-202X/aa548e> (дата обращения: 10.03.2017).

3. 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. – Т. 101, № 4. – С. 674–676.

4. Terentiev V.S., Dostovalov A.V., Simonov V.A. Reflection interferometers formed on the single-mode fiber tip // *Laser Physics*. – 2013. – Vol. 23. DOI:10.1088/1054-660X/23/8/085108

5. Терентьев В.С., Симонов В.А. Волоконный отражательный интерферометр на основе диэлектрической дифракционной структуры для селекции мод волоконного лазера // *Прикладная фотоника*. – 2016. – Т. 3, № 3. – С. 321–330.

6. Терентьев В.С., Симонов В.А. // *Квантовая электроника*. – Отправлена в редакцию.

7. Optimization of half-tone technology for diffractive microlens fabrication / V.P. Korolkov, R.K. Nasyrov, A.R. Sametov, S.A. Suhii // *Proc. SPIE*. – 2011. – Vol. 7957. – P. 795710.

8. Efficient fiber-to-waveguide edge coupling using an optical fiber axicon lens fabricated by focused ion beam / H. Melkonyan, K. Sloyan, K. Twayana, P. Moreira, M.S. Dahlem // *IEEE Photonics Journal*. – 2017. – Vol. 9, № 4. – P. 1–9. DOI: 10.1109/JPHOT.2017.2710189

9. High-speed and crack-free direct-writing of microchannels on glass by an IR femtosecond laser / E. Bulushev, V. Bessmeltsev, A. Dostovalov, N. Goloshevsky, A. Wolf // *Optics and Lasers in Engineering*. – 2016. – Vol. 79. – P. 39–47. – URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2015.11.004> (дата обращения: 12.03.2017).

10. Дианов Е.М., Прохоров А.М. Лазеры и волоконная оптика // Успехи физических наук. – 1986. – Т. 148, № 2. – С. 289–311.
11. Терентьев В.С., Симонов В.А. Численное моделирование волоконного отражательного фильтра на основе металлодиэлектрической дифракционной структуры с повышенной лучевой стойкостью // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46, № 2. – С. 142–146.
12. Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguides. – Academic Press, 1974.
13. Терентьев В.С. Численное моделирование волоконного отражательного дифракционного интерферометра // Автометрия. – 2012. – Т. 48, № 4. – С. 41–54.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973.

### References

1. Troitskiy, Yu.V. *Mnogoluchevye interferometry otrazhennogo sveta* (Novosibirsk: Nauka, 1985).
2. V.S. Terentyev, V.A. Simonov, S.A. Babin. “Fiber-based multiple-beam reflection interferometer for single-longitudinal-mode generation in fiber laser based on semiconductor optical amplifier” // *Laser Physics Letters*, 2017, vol. 14, I. 2, p. 25103, <http://dx.doi.org/10.1088/1612-202X/aa548e>
3. A.P. Kol’chenko, V.S. Terent’ev, B.I. Troshin «Interferometr s «neobrashchennoy» apparatnoy funktsiyei v otrazhennom svete na osnove fazovoy reshetki» // *Optika i spektroskopiya*, 2006, t. 101, № 4. s. 674-676. (A.P. Kol’chenko, V.S. Terent’ev, and B.I. Troshin. “A Reflection Interferometer with a Noninverted Response Function Based on a Phase Grating” // *Optics and Spectroscopy*, 2006, Vol. 101, No. 4, pp. 632-634.)
4. V.S. Terentiev, A.V. Dostovalov and V.A. Simonov. «Reflection interferometers formed on the single-mode fiber tip» // *Laser Physics*, v. 23 (2013) 085108 (5 pp). DOI:10.1088/1054-660X/23/8/085108
5. V.S. Terent’ev, V.A. Simonov. “Vолоконnyy otrazhatel’nyy interferometr na osnove dielektricheskoy difraktsionnoy struktury dlya selektsii mod volokonnoy lazera” // *Prikladnaya fotonika*. 2016, T. 3, № 3, s. 321-330.
6. V.S. Terent’ev, V.A. Simonov. *Kvantovaya elektronika, otpravlena v redaktsiyu*.

7. V.P. Korolkov, R.K. Nasyrov, A.R. Sametov and S.A. Suhih, “Optimization of half-tone technology for diffractive microlens fabrication” // Proc. SPIE 7957, 795710 (2011).

8. H. Melkonyan, K. Sloyan, K. Twayana, P. Moreira and M.S. Dahlem, “Efficient Fiber-to-Waveguide Edge Coupling Using an Optical Fiber Axicon Lens Fabricated by Focused Ion Beam”, in IEEE Photonics Journal, vol. 9, no. 4, pp. 1-9, Aug. 2017. DOI: 10.1109/JPHOT.2017.2710189

9. E. Bulushev, V. Bessmeltsev, A. Dostovalov, N. Goloshevsky, A. Wolf, “High-speed and crack-free direct-writing of microchannels on glass by an IR femtosecond laser” // Optics and Lasers in Engineering, Volume 79, 2016, Pages 39-47, ISSN 0143-8166, <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2015.11.004>.

10. E.M. Dianov, A.M. Prokhorov. “Lazery i volokonnaya optika” // Uspekhi fizicheskikh nauk, t. 148, № 2, 1986, s. 289-311.

11. V.S. Terent'ev, V.A. Simonov, “Chislennoe modelirovanie volokonnoy otzhatel'nogo fil'tra na osnove metallodielektricheskoy difraktsionnoy struktury s povyshennoy luchevoj stoykost'yu” // Kvantovaya elektronika, 2016, t. 46, № 2, s. 142-146.

12. Marcuse D., Theory of Dielectric Optical Waveguides (Academic Press, 1974).

13. V.S. Terent'ev. «Chislennoe modelirovanie volokonnoy otzhatel'nogo difraktsionnoy interferometra» // Avtometriya, 2012, t. 48, № 4, s. 41-54. (V.S. Terent'ev. «Numerical Simulation of a Reflective Diffraction Fiber Interferometer» // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, 2012, Vol. 48, No. 4, pp. 358–368.) DOI: 10.3103/S875669901204005X.

14. M. Born, E. Vol'f. Osnovy optiki (Moskva: Nauka, 1973).

Получено 23.06.2017