

Многолучевой волоконный отражательный интерферометр на основе полностью диэлектрической дифракционной структуры

В.С.Терентьев, В.А.Симонов

В работе проведены эксперименты по созданию волоконного отражательного интерферометра на основе полностью диэлектрических дифракционных структур для диапазона 1500–1600 нм. Дифракционная рассеивающая структура переднего зеркала интерферометра сформирована на торце волокна путем его повреждения посредством пленки с алмазной крошкой с размером зерен в несколько микрометров. В результате для двух образцов получены узкие пики отражения с параметрами: резкость 100 и 11, контраст 2 и 60 соответственно. В принципе возможно создание такого интерферометра с высокими контрастом и резкостью одновременно.

Ключевые слова: многолучевой отражательный интерферометр, дифракция, волоконная оптика, одномодовое волокно.

1. Введение

Многолучевой двухзеркальный отражательный интерферометр [1, 2] представляет интерес для получения одночастотной генерации в волоконных лазерах с коротким резонатором или в лазерных диодах [3]. Традиционно для селекции продольных мод в волоконных лазерах используются волоконные брэгговские решетки, фильтры Фабри–Перо (ФП), кольцевые резонаторы и их каскады (эффект Вернье), отражательные дифракционные решетки и пр. [4]. Использование отражательного интерферометра дает некоторые преимущества, и, по-видимому, наиболее полезным среди них является возможность работы в отраженном свете. Последнее достигается за счет внесения потерь в структуру переднего зеркала резонатора (со стороны источника света), из-за чего возникает асимметрия его коэффициентов отражения. Кроме этого, отражательный интерферометр может иметь высокую степень селекции излучения, не уступающую интерферометру Фабри–Перо (ИФП), и относительно простую конструкцию. При использовании отражательного интерферометра в качестве одного из зеркал база линейного резонатора лазера [3] может быть сильно укорочена (менее 100 мкм), что позволяет выделить одну продольную моду резонатора, нивелировав эффект конкуренции мод в широком спектральном диапазоне. С другой стороны, расстояние между собственными модами резонатора становится очень большим, и при изменении длины базы одного только интерферометра происходит перескок генерации на соседнюю продольную моду, т. е. плавная перестройка длины волны лазера становится невозможной. Однако в такой схеме, в отличие от традиционных схем селекции, в принципе можно получить плавную (непрерывную) перестройку длины волны генерации в очень

большом (~ 100 нм) спектральном интервале и с большой скоростью (~ 1 кГц), если обеспечить синхронную подстройку баз интерферометра и резонатора.

В настоящей работе рассматривается вариант полностью диэлектрического отражательного интерферометра, работающего в одномодовом волокне, который, в отличие от ранее разработанных вариантов на основе тонкой металлической пленки [5–7], не содержит поглощающих элементов в своей структуре. Представленный интерферометр имеет диэлектрический рассеиватель, расположенный на торце волокна, что обеспечивает максимально возможную лучевую стойкость его конструкции и делает ее пригодной для использования при больших мощностях излучения. Оценочная величина предельной входной мощности W_{\max} , при которой многолучевой интерферометр работоспособен, может быть рассчитана как отношение мощности W , при которой уже нельзя пренебрегать нелинейными эффектами в оптическом волокне, к резкости полос интерферометра: $W_{\max} = W/F$. Это обусловлено увеличением амплитуды светового поля в волоконной базе между зеркалами интерферометра в условиях резонанса. Характерная пороговая мощность W для нелинейных эффектов в стандартных одномодовых волокнах составляет несколько десятков ватт. Например, для перестраиваемого волоконного фильтра ФП FFP-TF2 (Micron Optics) с резкостью полос $F = 200$ мощность $W_{\max} = 100$ мВт. В специальных одномодовых волокнах значение W может быть увеличено, если снизить интенсивность за счет увеличения диаметра поля моды.

В объемном исполнении дифракционный отражательный интерферометр (ДОИ) известен относительно давно [8]. Он имеет в отражении необращенную спектральную аппаратную функцию, подобную таковой для ИФП в пропускании, представляющую собой узкие спектральные пики отражения на более низком фоне. Ранее была показана принципиальная возможность получения ДОИ на торце оптического волокна [5], но несовершенство полученных модификаций и отсутствие световедущей базы интерферометра не позволили добиться сколько-нибудь приемлемых характеристик. Позже была продемонстрирована необращенная спектральная интерференционная

В.С.Терентьев, В.А.Симонов. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: terentyev@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 23 июня 2017 г., после доработки – 1 августа 2017 г.

картина от волоконного ИФП с поврежденным передним зеркалом [9]. Однако она имела малые резкость полос (около 4) и контраст (около 2). Кроме того, отсутствовала технология получения такой необращенной картины, так как наблюдаемый эффект был фактически следствием случайной ошибки при изготовлении ФП-фильтра. На данный момент технология изготовления ДОИ требует определения геометрии и характеристик рассеивателя, а также поиска методов изготовления таких модификаций в одномодовом волокне.

Цель настоящей работы состоит в демонстрации нового экспериментального метода изготовления ДОИ в одномодовом волокне, который может стать основой для дальнейшего развития технологии волоконных отражательных интерферометров. Суть метода заключается в модификации торца одномодового оптического волокна, который сопрягается с волоконным интерферометром Жире–Турнуа (ЖТ). При этом аппаратная функция в отраженном свете содержит необращенную спектральную зависимость коэффициента отражения. Среди возможных модификаций торца волокна интерес представляют те, которые позволяют получить большие контраст и резкость полос.

2. Теоретическое описание

В силу особенностей экспериментальной задачи для описания спектральных свойств интерферометра в общем случае рассматривался трехзеркальный резонатор. Как показано на рис.1,а, резонатор состоит из трех зеркал: 30, 31 и 32. Зеркало 30 рассеивающее, оно вносит дифракционные потери для основной моды волокна. Кроме этого, в воздушном промежутке l_0 между зеркалами 30 и 31 присутствуют потери из-за дифракционной расходимости световой волны, которые приводят к уменьшению амплитуды основной моды. Для учета влияния этих потерь введем коэффициент уменьшения амплитуды на один проход воздушного промежутка $\sqrt{T_0}$ ($0 \leq T_0 \leq 1$), который зависит от l_0 и может быть аналитически оценен по формулам из работы [10]. Будем считать, что в волоконном резонаторе между зеркалами 31 и 32

потерь при распространении света нет (пространство между зеркалами обладает световодящими свойствами, а при таких малых длинах потерями можно пренебречь). Резонатор 31–32 представляет собой интерферометр ЖТ, в котором одно из зеркал (32) имеет высокий (близкий к единице) коэффициент отражения, а другое (31) – более низкий.

Каждое зеркало характеризуется амплитудными коэффициентами отражения с двух сторон, которые в общем случае присутствия потерь в зеркалах могут быть неодинаковыми. Амплитудные коэффициенты отражения \tilde{r}_3 и пропускания \tilde{t}_3 трехзеркального многолучевого интерферометра в приближении плоских волн для нормального падения света можно выразить с помощью формул для двухзеркального интерферометра [1]:

$$\tilde{r}_3 = r_{01} + \frac{T_0 t_{01} t_{02} \tilde{r}_2 \exp(-i2\psi_0)}{1 - T_0 r_{02} \tilde{r}_2 \exp(-i2\psi_0)}, \tag{1}$$

$$\tilde{t}_3 = \frac{\sqrt{T_0} t_{01} \tilde{t}_2 \exp(-i\psi_0)}{1 - T_0 r_{02} \tilde{r}_2 \exp(-i2\psi_0)}, \tag{2}$$

$$\tilde{r}_2 = r_{11} + \frac{t_{11} t_{12} r_{21} \exp(-i2\psi_1)}{1 - r_{12} r_{21} \exp(-i2\psi_1)}, \tag{3}$$

$$\tilde{t}_2 = \frac{t_{11} t_{21} \exp(-i\psi_1)}{1 - r_{12} r_{21} \exp(-i2\psi_1)}, \tag{4}$$

где амплитудные коэффициенты зеркал $r_{jk} = \sqrt{R_{jk}} \times \exp(i\Psi_{jk})$, $t_{jk} = \sqrt{T_{jk}} \exp(i\Phi_{jk})$ ($j = 0, 1, 2; k = 1, 2$) выражаются через энергетические коэффициенты отражения R_{jk} и пропускания T_{jk} , а также их фазы Ψ_{jk} и Φ_{jk} ; $\psi_0 = 2\pi l_0/\lambda$; $\psi_1 = 2\pi l_1/n\lambda$; n – коэффициент преломления базы резонатора интерферометра Жире–Турнуа (РЖТ), при наличии волоконной базы коэффициент преломления должен быть равен эффективному коэффициенту преломления моды волокна; l_1 – длина базы; λ – длина волны падающего излучения. Первый индекс коэффициентов (j) относится к номеру зеркала, второй (k) – к стороне (1 – со стороны падения света на интерферометр, 2 – с обратной стороны). Энергетические коэффициенты отражения и пропускания интерферометра $\tilde{R}_3 = |\tilde{r}_3|^2$ и $\tilde{T}_3 = |\tilde{t}_3|^2$ соответственно.

Формулы (1)–(4) применимы для интерферометра с потерями в зеркалах, поэтому в общем случае они будут справедливы для описания свойств интерферометра при $R_{jk} + T_{jk} < 1$. При этом физическая природа потерь в зеркалах (поглощение или рассеяние) неважна.

Как следует из теории двухзеркального отражательного интерферометра [1], для получения в отражении от РЖТ (см. рис.1,а) необращенную спектральную зависимость коэффициента отражения с высоким контрастом необходимо, чтобы переднее зеркало 31 имело высокую асимметрию коэффициентов отражения. Иными словами, зеркало 31 должно иметь большие потери со стороны 1. Такие потери можно создать, например, с помощью зеркала-рассеивателя 30 в рассматриваемой трехзеркальной схеме, если приблизить его к 31. При $l_0 = 0$ удобно рассматривать составное зеркало 31С, и трехзеркальная система трансформируется в двухзеркальную (рис.1,б). Так как оптические коэффициенты зеркала 31С могут значительно отличаться от 31, целесообразнее ввести для него собственные коэффициенты: $r_{jk}^c = \sqrt{R_{jk}^c} \exp(i\Psi_{jk}^c)$, $t_{jk}^c =$

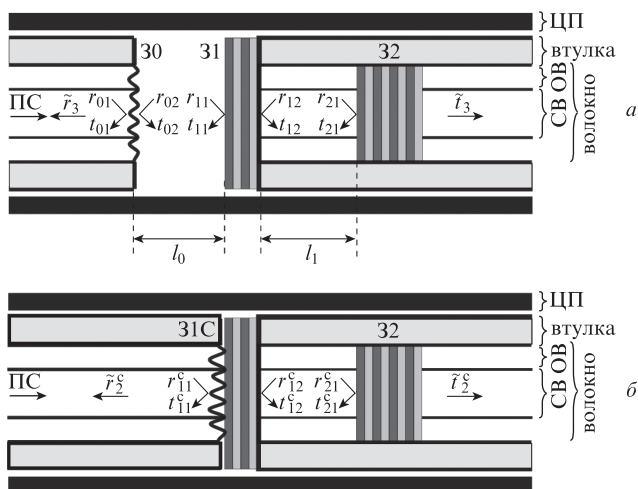


Рис.1. Схемы волоконного ДОИ при $l_0 > 0$ (а) и $l_0 = 0$ (б): 30, 31 и 32 – зеркала резонатора; 31С – составное зеркало; r_{jk}, t_{jk} – амплитудные коэффициенты отражения и пропускания зеркал резонатора; r_{jk}^c, t_{jk}^c – зеркала 31С ($j = 0, 1, 2; k = 1, 2$); $\tilde{r}_3, \tilde{t}_3, \tilde{r}_2^c, \tilde{t}_2^c$ – коэффициенты ДОИ; ПС – падающий свет; СВ – сердцевина волокна; ОБ – оболочка волокна; ЦП – цилиндрическая пружина.

$\sqrt{T_{jk}^c} \exp(i\Phi_{jk}^c)$. Коэффициенты отражения зеркала 31С должны удовлетворять условиям

$$0 \approx R_{11}^c \ll R_{12}^c < R_{21} \rightarrow 1. \tag{5}$$

Аппаратные функции двухзеркального интерферометра на основе зеркал 31С–32 в отражении \tilde{r}_2^c и пропускании \tilde{t}_2^c будут иметь вид (3) и (4) соответственно при замене $r_{1k} \rightarrow r_{1k}^c, t_{1k} \rightarrow t_{1k}^c$.

В общем случае форма спектральной зависимости аппаратной функции отражательного интерферометра при $R_{11}^c > 0$ может обладать значительной асимметрией [1]. В отличие от ИФП, в отражательном интерферометре можно управлять формой полос в отражении с помощью соотношения фаз зеркала 31С: $\theta^c = \Psi_{11}^c + \Psi_{12}^c - 2\Phi_{11}^c$. Полная симметрия полос получается при $\theta^c = m\pi$ (m – целое число). Таким образом, для получения заданной спектральной зависимости при изготовлении рассеивателя нужно, чтобы и энергетические коэффициенты зеркала 31С, и их фазы имели определенную величину.

3. Изготовление образцов ДОО

Задача внесения контролируемых потерь для создания рассеивателя с заданными свойствами технологически сложна и на данном этапе не ставилась. Мы использовали простой способ внесения потерь с помощью повреждения торца волокна (30) с помощью шлифовальной пленки с размером зерен порядка нескольких микрон. В результате такой процедуры коэффициент отражения от торца понижался. Далее поврежденное волокно подводилось к зеркалу 31 РЖТ и наблюдался спектр отражения в диапазоне, превышающем область свободной дисперсии РЖТ ($\Delta\lambda > 11$ нм). Величина $\Delta\lambda$ – расстояние между ближайшими интерференционными минимумами – определялась по спектральной зависимости РЖТ в отражении при использовании неповрежденного зеркала 30. Процедура повреждения торца продолжалась до тех пор, пока не получалась необращенная спектральная зависимость коэффициента отражения.

Экспериментальные образцы ДОО состоят из двух керамических втулок, центрированных с помощью цилиндрической пружины (ЦП) (см. рис.1). В левой втулке находится волокно с поврежденным торцом, в правой – РЖТ. Было изготовлено два образца РЖТ. Один имел высокодобротный резонатор, а другой – менее добротный. Добротность определялась коэффициентами отражения зеркал РЖТ. Параметры зеркал изготовленных образцов таковы:

РЖТ (31–32)	№ 1	№ 2
База l_1 (мкм)	70.7	84.6
Зеркало 31, M_1 ($R_{11} = R_{12}$)	7 (0.944)	3 (0.667)
Зеркало 32, M_2 (R_{21})	15 (0.998)	13 (0.997)

Здесь $M_{1,2}$ – количество четвертьволновых слоев многослойной структуры $\{TiO_2, (SiO_2, TiO_2)^{(M_i - 1)/2}\}$, $i = 1, 2$; в скобках указан расчетный коэффициент отражения. Длина базы РЖТ определялась по формуле $l_1 = \lambda^2 / (2\Delta n)$, где $n = 1.4682$ (эффективный коэффициент преломления основной моды волокна SMF-28e).

Образцы РЖТ изготавливались на основе одномодового волокна SMF-28e. На торец волокна, последовательно отполированный с помощью алмазных шлифовальных пленок с размером зерна 3, 1 и 0.02 мкм, методом магнетронного напыления Ti и Si в атмосфере аргона и кислорода наносилось диэлектрическое многослойное покрытие из M_2 слоев (зеркало 32). С учетом допущенных ошибок при напылении четвертьволновой толщины слоев реальный коэффициент отражения мог быть немного ниже указанных выше значений. При напылении зеркала 32 РЖТ №1 использовалась маска-отверстие диаметром 80 мкм, расположенная по центру оси волокна. Однако из-за возможного смещения маски и ее значительной толщины зеркало 32 получилось неоднородным по площади сердцевины, что привело к заметной, но некритичной для целей работы поляризационной зависимости параметров зеркала. Несмотря на малость диаметра сердцевины волокна (8.2 мкм), занимаемая ею площадь легко различима в проходящем белом свете при использовании 400-кратного волоконного микроскопа при подсветке торца волокна с обратной стороны. Таким же образом легко было оценить однородность интерференционного покрытия зеркала 32, которое давало различные синие-зеленые оттенки по площади сердцевины при наблюдении в отраженном свете от излучения подсветки волоконного микроскопа со стороны воздуха (3-я гармоника излучения с $\lambda = 1550$ нм). Зеркало 32 РЖТ №2 не имело визуально заметной неоднородности, так как изготавливалось по другой технологии (без маски).

Отрезок волокна с зеркалом 32 был помещен и заклеен эпоксидным клеем в правую втулку с внутренним диаметром 125.5 мкм, а выходящее со стороны зеркала 31 волокно обломано. Для изготовления зеркала 31 правая втулка была также отполирована, и на ее торец нанесены M_1 диэлектрических слоев.

Зеркало 30 изначально представляло собой торец одномодового волокна, заклеенное эпоксидным клеем в левой втулке и отполированное. Дифракционные потери, которые должны обеспечивать асимметрию отражения зеркала 31С, вносились при намеренном повреждении торца (30) шлифовальной пленкой с размером зерна 1, 3, 5 или 9 мкм. Критерием успешного повреждения служило снижение коэффициента отражения обратно в волокно, что, как ожидалось, должно было способствовать снижению коэффициента отражения R_{11}^c . Изменение отражения от торца фиксировалось в режиме реального времени на оптическом спектроанализаторе Yokogawa AQ 6370 в узком интервале спектра ~ 1 нм, что позволяло получать несколько измерений в секунду. После повреждения торец очищался с помощью вязкой салфетки, смоченной в пропаноле. Наилучший результат получился для пленки с размером зерен 5 мкм. Коэффициент отражения составил около 0.3% (коэффициент отражения от неповрежденного торца – 3.5%), при этом в интерферометре наблюдались узкие полосы высокого отражения (необращенная интерференционная картина).

4. Экспериментальная установка

Измерение характеристик ДОО выполнялось на установке, показанной на рис.2. В качестве источника излучения использовался суперлюминесцентный диод с центральной длиной волны 1550 нм и шириной спектра на

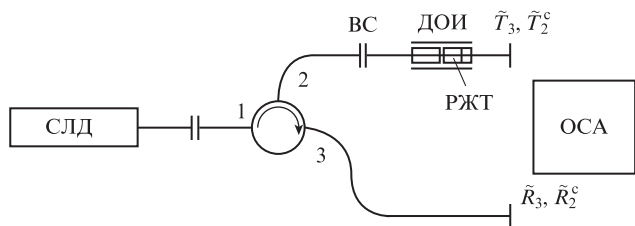


Рис.2. Схема измерения спектральных характеристик ДООИ: СЛД – суперлюминесцентный диод; ВС – торцевое волоконное соединение; ДООИ – дифракционный отражательный интерферометр; РЖТ – резонатор Жире–Турнуа; коэффициенты отражения и пропускания ДООИ – \tilde{R}_3, \tilde{T}_3 ($l_0 > 0$) и $\tilde{R}_2^c, \tilde{T}_2^c$ ($l_0 = 0$); ОСА – оптический спектроанализатор.

полувысоте 40 нм. Источник имел небольшую (8%) степень поляризации излучения, измеренную поляриметром Thorlabs TXP 5004 с помощью головки PAN5710IR3. ДООИ располагался в выходе 2 волоконного циркулятора и подключался через торцевое волоконное соединение (ВС) типа FC/PC. Спектры отражения \tilde{R}_3 и \tilde{R}_2^c регистрировались через выход 3. Через выход РЖТ можно было измерять коэффициенты пропускания \tilde{T}_3 и \tilde{T}_2^c . Спектры отражения нормировались на коэффициент отражения (3.5%) от свободного торца соединения ВС, сопряженного с выходом 2 циркулятора (при этом ВС разбейдилось). Для регистрации спектров использовался спектроанализатор Yokogawa AQ 6370 (ОСА) с разрешающей способностью 0.02 нм. В процессе экспериментов изменялось расстояние l_0 между зеркалами 30 и 31, и исследовалась трансформация спектров коэффициента отражения.

5. Обсуждение полученных результатов

На рис.3 представлены результаты измерения спектров коэффициента отражения ДООИ №1 (на основе РЖТ №1) для трех случаев повреждения торца зеркала 30. В каждом наборе спектральных зависимостей можно выделить две отличные по характеру интерференционные составляющие. Одна обусловлена резонатором 30–31 с базой $l_0 > 0$ и имеет характерную низкочастотную синусоидальную форму (кривые 1, 2). Другая составляющая имеет только острые пики (провалы) с характерными для РЖТ межмодовым расстоянием и добротностью (кривые 3, 4). Во всех спектрах эти узкие пики (провалы) не меняют своего спектрального положения при изменении l_0 . В пределах одной области свободной дисперсии во всех случаях рядом с основным высоким пиком присутствует дополнительный малый пик, обусловленный наличием поляризационной зависимости РЖТ, связанной, по видимому, с поляризационной неоднородностью зеркала 32 или двулучепреломлением волоконной базы. Существует несколько значимых источников поляризационной зависимости в волоконном резонаторе: двулучепреломление материала волокна; наведенное двулучепреломление, вызванное напряжениями, возникшими при заклежке (кручение, радиальный стресс); неоднородность фазы отражения зеркал. По нашему мнению, в данном случае последнее наиболее вероятно. Такая неоднородность может возникать в результате трех независимых эффектов: неоднородности нанесения слоев диэлектриков зеркал 31С, 32, плохой полировки поверхности торцов, на которых остаются параллельные царапины, либо поляризационной зависимости рассеивателя. При наличии любой из

неоднородностей интеграл перекрытия основной моды волокна будет разным при ориентации вектора поляризации вдоль или поперек направления неоднородностей, что приведет к различию фаз отражения зеркал для каждой поляризации (фаза отражения зеркал входит в полный набег фаз между зеркалами 31–32: $\varphi_1 = \psi_1 - (\Psi_{12}^c + \Psi_{21})/2$). Кроме того, комбинированная фаза θ^c , определяющая форму спектральной зависимости в отражении, может быть поляризационно-зависимой [1].

На рис.3,а показана трансформация спектров отражения при разных l_0 в случае неповрежденного торцевого зеркала 30. При $l_0 \neq 0$ параметр потерь T_0 в формулах (1), (2) мал и обусловлен потерями из-за дифракционной расходимости в воздушном промежутке, поэтому максимум отражения \tilde{R}_3 предсказуемо снижается с увеличением l_0 . При $l_0 = 0$ ($\tilde{R}_3 \equiv \tilde{R}_2^c$) наблюдается обратная картина с узкими провалами, характерная для ИФП в отраженном свете. В данном случае можно считать, что переднее составное зеркало 31С не имеет потерь и существенной асимметрии коэффициентов отражения, т.е. $R_{11}^c = R_{12}^c$, $\Psi_{11}^c = \Psi_{12}^c = \pi$, $T_{11}^c = T_{12}^c$, $\Phi_{11}^c = \Phi_{12}^c = \pi/2$.

На рис.3,б приведены спектры отражения ДООИ №1 после повреждения зеркала 30 шлифовальной пленкой с размером зерна 3 мкм. Форма спектров трансформировалась слабо. Из-за дополнительных потерь на рассеяние при $l_0 = 0$ максимальный коэффициент отражения снизился, а фазовые изменения коэффициентов отражения и пропускания зеркала 30 привели к уменьшению интерференционных провалов.

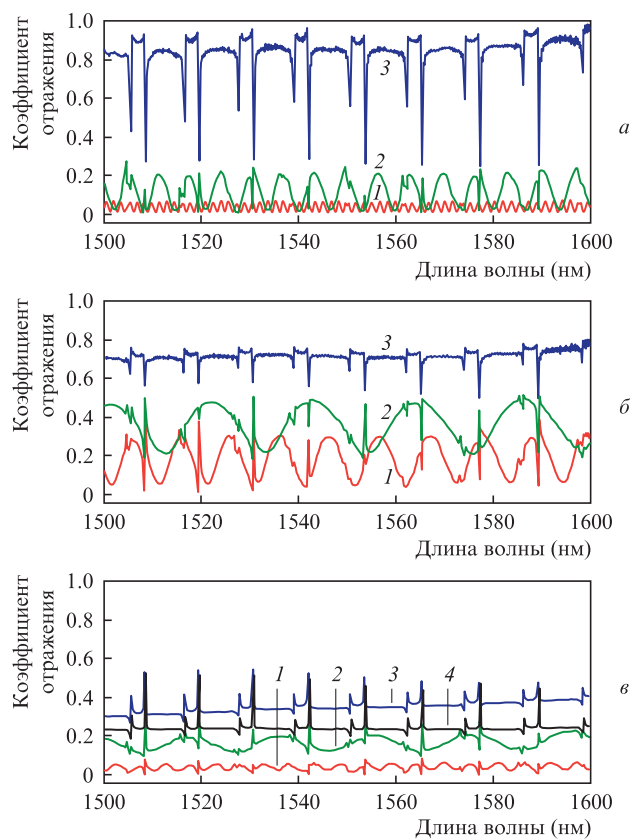


Рис.3. Спектральные зависимости коэффициентов отражения ДООИ \tilde{R}_3 : для неповрежденного торца при $l_0 = 761$ (1), 184 (2) и 0 мкм (3) (а); для поврежденного торца (шлифовальная пленка, 3 мкм) при $l_0 = 116$ (1), 56 (2) и 0 мкм (3) (б); для поврежденного торца (шлифовальная пленка, 5 мкм) при $l_0 = 235$ (1), 62 (2), 5 (3) и 0 мкм (4) (в).

При повреждении зеркала шлифовальной пленкой с размером зерна 5 мкм (рис.3,б) наблюдается существенное изменение формы спектров при $l_0 = 0$ – появились высокие узкие пики отражения на более низком фоне (кривая 4). Отметим, что формы кривых 1 и 2 качественно совпадают с формой кривых 1 и 2 при $l_0 > 0$ для двух предыдущих случаев (см. рис.3,а,б). Кривая 3, полученная при достаточно малом l_0 (~5 мкм) (если оценивать по спектральной неоднородности фона), имеет средний уровень фона выше, чем у кривой 4. Судя по необращенной форме кривой 4, составное зеркало 31С, в отличие от 31, является асимметричным по отражению.

Примечательно, что необращенная интерференционная картина присутствует на всех кривых 2 рис.3, хотя и с различными максимальными коэффициентами отражения. Во всех этих спектрах наблюдается острый узкий пик в области минимума отражения даже для неповрежденного торца (так, на рис.3,а – около 1520 и 1565 нм, на рис.3,б – около 1530 и 1555 нм). По-видимому, это трудно получить на объемных компонентах, однако легко реализовать в случае одномодового волокна даже без внесения потерь непосредственно в зеркало 30 (асимметрия отражения системы 30–31 обеспечивается за счет потерь при двойном распространении света по воздушному промежутку между 30 и 31). Данный эффект может применяться для решения задач, в которых общий уровень потерь на отражение неважен, но необходимо иметь фильтрацию излучения в узком спектральном интервале.

На рис.4 изображены зависимости коэффициента отражения в спектральном интервале 1515–1535 нм для ДООИ №1 и ДООИ №2 при $l_0 = 0$. Форма спектральной зависимости отражения ДООИ №2 сохраняется во всем интервале 1500–1600 нм. Также приведена расчетная кривая зависимости $\tilde{R}_2^c(\lambda)$, заданной формулой (3), для двухзеркального интерферометра с зеркалами 31С и 32. Численный расчет с помощью функции `curve_fit` пакета SciPy языка python определил параметры зеркал ДООИ (см. табл.1).

Табл.1.

Номер ДООИ	l_1 (мкм)	R_{11}^c	Ψ_{11}^c (рад)	R_{12}^c	Ψ_{12}^c (рад)	T_{11}^c	Φ_{11}^c (рад)	R_{21}
1	70.7	0.238	1.12π	0.945	0.14π	0.007	1.64π	0.994
2	84.5	0.062	0.33π	0.656	0.87π	0.088	0.34π	0.971

Приведенные энергетические коэффициенты отражения и пропускания достаточно близки к ожидаемым параметрам экспериментально изготовленных образцов. Расчетные кривые на рис.4,а,б хорошо описывают узкие высокие пики экспериментально полученных зависимостей отражения. Резкость интерференционных полос F_1 ДООИ №1, которая для отражательного интерферометра рассчитывается как отношение области свободной дисперсии интерферометра $\Delta\lambda$ к спектральной ширине пика отражения $\delta\lambda$, измеренной на полувысоте $(\tilde{R}_{max}^c + \tilde{R}_{min}^c)/2$ относительно \tilde{R}_{min}^c , составляет примерно 100 и определяется добротностью РЖТ. Контраст полос ДООИ №1 достаточно мал: $\tilde{R}_{max}^c/\tilde{R}_{min}^c \approx 2$. Резкость полос F_2 ДООИ №2 не такая большая ($F_2 \approx 11$), но контраст значительно выше (~60). В обоих образцах присутствуют значительные потери на отражение (около 50% и более 65% соответственно).

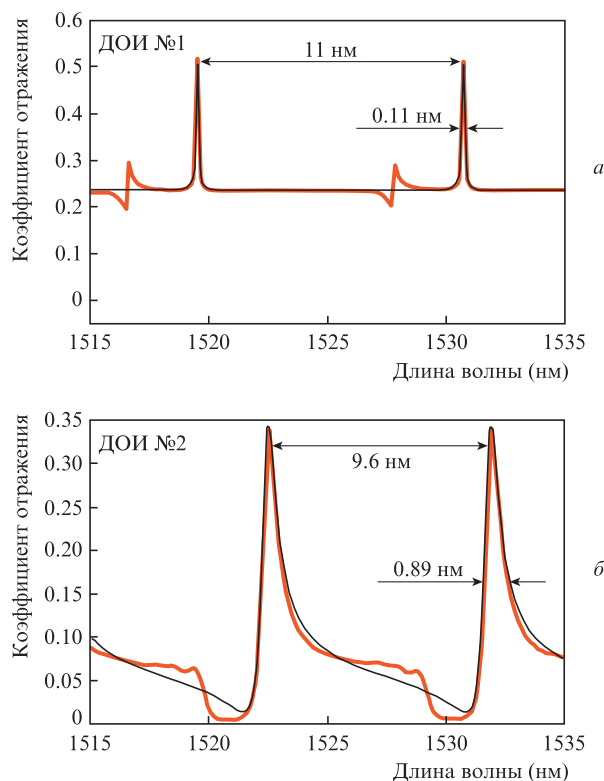


Рис.4. Спектральные зависимости коэффициента отражения \tilde{R}_2^c для высокодобротного ДООИ №1 (а), и низкодобротного ДООИ №2 (б) (тонкие кривые – эксперимент, жирные кривые – расчет).

Отклонение экспериментальных зависимостей от расчетных связано для ДООИ №1 с поляризационной зависимостью, которая проявляется в небольших Z-образных пиках, сдвинутых по длине волны относительно высоких пиков и имеющих иную форму, что обусловлено поляризационной зависимостью комбинированной фазы θ^c переднего зеркала 31С из-за наличия аксиально-несимметричного рассеивателя. В случае ДООИ №2 это отклонение гораздо меньше и проявляется лишь в областях низкого коэффициента отражения. Результаты, представленные на рис.4, показывают, что в принципе можно создать ДООИ одновременно с большими контрастом и резкостью полос, если разработать технологию изготовления асимметричного зеркала 31С с согласованным рассеивателем.

Полностью диэлектрические ДООИ с необращенной формой спектральных зависимостей коэффициента отражения могут быть применены для селекции излучения в лазерах с коротким (менее 1 см) резонатором и получения одночастотной генерации. При этом, по сравнению с отражательным интерферометром на основе тонкой металлической пленки [2, 3], ДООИ могут работать при входных мощностях вплоть до предельных для непоглощающих диэлектрических элементов в условиях многолучевой интерференции (10–100 мВт), поскольку вносимые потери не вызывают нагрев и последующую деградацию многослойной структуры интерферометра. Если по аналогии с волоконным ИФП обеспечить изменение длины резонатора ДООИ (например, с помощью линейного пьезокерамического актюатора), то длину волны генерации лазера можно будет перестраивать по спектру на область свободной дисперсии ДООИ, которая может составлять 100 нм и более при сокращении длины базы l_1 .

6. Заключение

Продемонстрирован экспериментальный метод получения необращенной интерференционной картины ДОО с высокой степенью селекции в отраженном свете с использованием только диэлектрических рассеивающих структур. Характеристики представленного варианта ДОО могут быть аналитически описаны классическими формулами двухзеркального многолучевого интерферометра, которые качественно объясняют экспериментальные спектры отражения.

Описанный вариант ДОО может применяться в качестве внешнерезонаторного селектора частоты излучения волоконных (диодных) лазеров при мощностях излучения 10–100 мВт, при этом отражательный интерферометр по степени селекции излучения является одним из наиболее эффективных.

Для улучшения параметров экспериментальных образцов ДОО (резкость полос, контраст, максимальный коэффициент отражения) нужно определить технологические требования (параметры и их допуски) для изготовления согласованной дифракционной структуры в составе переднего зеркала (ЗС), приводящей к большой асимметрии его коэффициентов отражения. Для этого в дальнейшем целесообразно провести численное моделирование асим-

метричного зеркала на основе рассеивающих структур в приближении собственных мод оптического волокна.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-22-00118). При выполнении работы было использовано оборудование центра коллективного пользования «Оптика и спектроскопия» Института автоматики и электрометрии СО РАН.

1. Троицкий Ю.В. *Многолучевые интерферометры отраженного света* (Новосибирск: Наука, 1985).
2. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. *Opt. Express*, **24** (5), 4512 (2016); doi:10.1364/OE.24.004512
3. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. *Laser Phys. Lett.*, **14**, 25103 (2017); <http://dx.doi.org/10.1088/1612-202X/aa548e>.
4. Nasim H., Jamil Y. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 043001 (2013); doi:10.1088/1612-2011/10/4/043001
5. Terentyev V.S., Dostovalov A.V., Simonov V.A. *Laser Phys.*, **23**, 085108 (2013); doi:10.1088/1054-660X/23/8/085108
6. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. *Opt. Express*, **24** (5), 4512 (2016); doi:10.1364/OE.24.004512
7. Терентьев В.С., Симонов В.А. *Квантовая электроника*, **46** (2), 142 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (2), 142 (2016)].
8. Кольченко А.П., Терентьев В.С., Трошин Б.И. *Оптика и спектроскопия*, **101** (4), 674 (2006).
9. Терентьев В.С., Симонов В.А. *Прикладная фотоника*, **3** (3), 321 (2016).
10. Marcuse D. *Bell System Tech. J.*, **56** (5), 703 (1977).