

Селекция излучения волоконного лазера с линейным резонатором с помощью отражательного интерферометра

В.С.Терентьев, В.А.Симонов

Рассмотрено применение двухзеркального многолучевого отражательного интерферометра в качестве селектора излучения волоконных лазеров с линейным резонатором на основе одномодового световода. Приведены результаты экспериментов по плавной перестройке длины волны излучения волоконного эрбиевого лазера. Определены условия получения генерации на одной продольной моде резонатора волоконного лазера при использовании отражательного интерферометра с возможностью широкополосной перестройки длины волны излучения.

Ключевые слова: отражательный многолучевой интерферометр, волоконный лазер, модовая селекция, генерация на одной продольной моде.

1. Введение

Многолучевой двухзеркальный отражательный интерферометр (ОИ), по-видимому, может иметь рекордную степень селекции излучения среди традиционных спектральных селекторов, работающих в отраженном свете, таких как двухзеркальные интерферометры или дифракционные решетки [1]. Схема резонатора ОИ совпадает со схемой интерферометра Фабри–Перо (ИФП) – это два зеркала расположенные на некотором расстоянии друг от друга. Особенность ОИ состоит в том, что его переднее зеркало, обращенное к источнику света, содержит в своей структуре элемент, который приводит к значительным потерям для бегущей световой волны. Однако благодаря этому спектральные характеристики ОИ в отраженном свете могут быть очень близки к характеристикам интерферометра ИФП, относящимся к пропусканию. В отличие от ИФП, спектральный профиль аппаратной функции ОИ имеет изменяемую в некоторых пределах форму, определяемую структурой переднего зеркала ОИ [2]. Доступность технологии изготовления ОИ определяется простотой двухзеркальной схемы резонатора, поэтому ОИ может быть изготовлен методом тонкопленочного вакуумного нанесения слоев на подложку или волокно.

Среди современных методов селекции излучения волоконных лазеров на основе одномодового световода, а также лазерных диодов с волноводной структурой можно выделить несколько основных. Один из них связан с использованием волоконных брэгговских решеток (ВБР) с узким спектральным пиком отражения [3]. Однако ограничение на поперечную пространственную когерентность лазерного пучка для записи ВБР вызывает дополнительные сложности при изготовлении решеток со спектральной шириной менее 0.1 нм. Для получения генерации

на одной продольной моде применяются также резонаторы с распределенной обратной связью [4]. Однако данные методы не позволяют осуществлять быстрое (свыше 10^2 Гц) сканирование длины волны в широком спектральном диапазоне (примерно 100 нм).

Другой способ селекции связан с использованием волоконного ИФП вместе с оптическим изолятором в резонаторе кольцевого лазера [5], к недостаткам которого можно отнести трудности обеспечения малой длины резонатора, что влияет на количество генерируемых мод в спектральном интервале селекции волоконного ИФП. Можно отметить четырехзеркальную схему [6], где резонатор лазерного диода «раскалывается» на два резонатора с несколько отличающимися длинами. Резонаторы располагаются на расстоянии в несколько микрометров друг от друга. Разность собственных частот резонаторов такова, что в области свободной дисперсии всей системы разрешена генерация только одной собственной моды в пределах линии усиления, что дает возможность быстро перестраивать длину волны излучения в диапазоне 15 нм.

Метод селекции с помощью ОИ имеет преимущество работы в отраженном свете, благодаря которому можно одновременно получать выделенной только одну частоту резонатора, иметь широкий спектральный диапазон и высокую скорость перестройки излучения. Основная цель настоящей работы состоит в демонстрации возможностей селекции излучения с помощью ОИ в волоконных лазерах с линейным резонатором.

2. Аппаратная функция ОИ

Для определения степени селекции мод необходимо рассмотреть аппаратную функцию ОИ в отражении, которая имеет более сложный вид, чем у ИФП. Свойства используемого в экспериментах варианта волоконно-интегрированного ОИ (рис.1) на основе тонкой металлической пленки можно достаточно точно описать теорией для объемного случая в приближении плоских волн [7]. В отраженном от интерферометра свете происходит интерференция двух лучей: отраженного от переднего зеркала с внешней стороны резонатора и выходящего из резона-

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

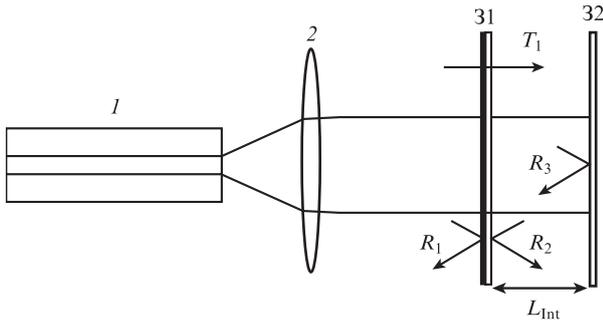


Рис.1. Схема волоконно-интегрированного ОИ: 1 – волоконный световод SMF-28e; 2 – коллиматор (фокусное расстояние 8 мм); 31 – переднее зеркало ОИ на основе тонкой металлической пленки и диэлектрического многослойного покрытия (коэффициенты отражения $R_1 \ll R_2$, пропускание $T_1 > 0$); 32 – заднее зеркало ОИ (коэффициент отражения $R_3 = 1$); L_{int} – база ОИ.

тора. В общем виде аппаратную функцию можно записать как

$$\tilde{R}(\varphi) = R_1 + 2T_1\sqrt{R_1R_3} \frac{\cos(2\varphi + \vartheta) - \sqrt{R_2R_3} \cos \vartheta}{1 + R_2R_3 - 2\sqrt{R_2R_3} \cos(2\varphi)} + \frac{T_1^2R_3}{1 + R_2R_3 - 2\sqrt{R_2R_3} \cos(2\varphi)}, \quad (1)$$

где $R_{1,2}, T_{1,2}$ – энергетические коэффициенты отражения и пропускания зеркала 31 (R_2 – внутри резонатора, $T_1 = T_2$); R_3 – коэффициент отражения зеркала 32 (рис.1). Если $\Psi_{1,2,3}$ и $\Phi_{1,2}$ – соответственно фазы амплитудных коэффициентов отражения и пропускания зеркал ($\Phi_1 = \Phi_2$), то $\vartheta = \Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi_1$, $\varphi = 2\pi L_{int}/\lambda - (\Psi_2 + \Psi_3)/2$ (φ – набег фаз между зеркалами на один проход, L_{int} – база ОИ, λ – длина волны света). Для наглядного аналитического описания условий генерации выражение (1) можно значительно упростить, если использовать параметры дифракционного асимметричного зеркала [8]:

$$R_1 = 0, \Psi_1 = 0, \quad 0 < R_2 < 1, \quad (2)$$

$$\Psi_2 = \pi, \quad T_{1,2} = (1 - R_2)/2, \quad \Phi_{1,2} = \pi/4,$$

где коэффициенты взяты только для нулевого порядка дифракции. Такое зеркало имеет резкую асимметрию коэффициентов отражения ($R_1 \ll R_2$), и для бегущей световой волны в нем всегда присутствуют потери, так как часть света рассеивается за счет дифракции ($R_2 + T_2 < 1$). Заднее зеркало ОИ высокоотражающее: $R_3 = 1$, $\Psi_3 = \pi$. Тогда [1] принимает вид

$$\tilde{R}(\varphi) = \frac{R_{max}}{1 + H \sin^2 \varphi}, \quad (3)$$

$$R_{max} = \frac{(1 + \sqrt{R_2})^2}{4}, \quad H = \frac{4\sqrt{R_2}}{(1 - \sqrt{R_2})^2},$$

где R_{max} – максимальный коэффициент отражения ОИ; H – фактор резкости. Формула (3) по виду эквивалентна аппаратной функции ИФП в проходящем свете. Выражение

для R_{max} показывает, что $\tilde{R}(\varphi) < 1$ для любых $R_2 < 1$. При $R_2 \rightarrow 1$ $\tilde{R}(\varphi) \rightarrow 1$, поэтому выгоднее использовать высокодобротные резонаторы. По аналогии с ИФП резкость интерференционных полос ОИ можно просто выразить через фактор резкости $F = \pi\sqrt{H}/2$.

3. Эксперименты по селекции излучения

Первые эксперименты по селекции излучения с помощью ОИ в волоконном лазере были проведены в иттербиевом лазере с линейным резонатором [9]. Длина волны генерации перестраивалась в небольшом диапазоне (20 ГГц, 0.1 нм на длине волны 1080 нм) в пределах высокого коэффициента отражения зеркала резонатора, которым являлась волоконная брэгговская решетка (в работе использовался ОИ с низкодобротным резонатором). Применение для селекции волоконно-интегрированного ОИ на основе тонкой металлической пленки (рис. 1), имеющего резонатор с высокой добротностью, позволило достичь значительно больших диапазонов перестройки. Так, в экспериментах с эрбиевым лазером с кольцевым резонатором [7] удалось осуществить перестройку длины волны излучения свыше 40 нм. Однако использование ОИ для селекции мод в кольцевом резонаторе по сути не дает никаких серьезных преимуществ перед традиционными способами селекции, например с помощью волоконного ИФП, который располагается в резонаторе кольцевого лазера совместно с волоконным фарадеевским изолятором для подавления отраженного света [5]. Работа ОИ в отраженном свете дает преимущества, по-видимому, только в схеме с линейным резонатором.

Для демонстрации перестройки длины волны с помощью волоконно-интегрированного ОИ был выбран лазер с линейным резонатором на основе активного эрбиевого световода, генерирующий в области телекоммуникационных длин волн (около 1550 нм). Спектральные свойства волоконно-интегрированного ОИ в данной области исследовались при различных L_{int} (рис.2). Интерферометр освещался широкополосным спонтанным излучением эрбиевого лазера в подпороговом режиме через волоконный циркулятор. Регистрация спектров отражения велась с выходного порта циркулятора с помощью

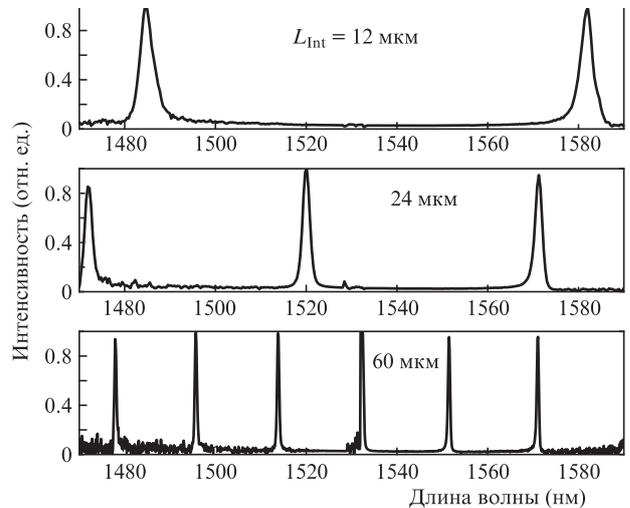


Рис.2. Нормированный спектр отражения ОИ при освещении спонтанным излучением лазера в подпороговом режиме для $L_{int} = 12, 24$ и 60 мкм.

спектроанализатора. Для плавной перестройки длины волны изменялась длина базы ОИ (заднее зеркало сканировалось с помощью пьезокерамики). Скорость перестройки максимального коэффициента отражения ОИ по спектру в данной схеме с неволоконными компонентами достигала 500 с^{-1} . Установлено, что максимальная резкость интерференционных полос $F = 40$, максимальный коэффициент отражения $R_{\max} \approx 0.5$. Это говорит о значительных потерях света при сопряжении объемной и волоконной оптики, отношение максимального к минимальному коэффициенту отражения $R_{\max}/R_{\min} = 40$. Сближение зеркал ОИ позволяло получать область свободной дисперсии до 120 нм ($L_{\text{Int}} \approx 10^{-5} \text{ м}$), она может быть больше и ограничивается спектральной шириной коэффициента отражения зеркал, как и для ИФП. Минимальный коэффициент отражения, который определялся остаточным отражением от торца световода (рис.1), был достаточно велик ($R_{\min} = 0.025$) и однозначно влиял на спектральную ширину перестройки излучения лазера. Проблема контраста в данном случае возникает из-за технологического несовершенства изготовления составных частей ОИ. Теоретически же ОИ может иметь идеальный контраст, что принципиально недоступно для ИФП [1].

Накачка лазера осуществлялась одномодовым лазерным диодом 3 (длина волны 980 нм , максимальная мощность 150 мВт) через спектрально-селективный разветвитель 4, который располагался внутри резонатора (рис.3). Общая длина резонатора была 10 м , длина активного эрбиевого волокна составляла $5 - 4.5 \text{ м}$. Пассивная часть резонатора была выполнена из волокна SMF-28e. Так как диаметр основной моды этих волокон различен, то в местах сварки (обозначены крестиками) всегда имелись спектрально зависимые потери (около 0.5 дБ), что снижало добротность резонатора. Эти потери удваивались, когда для стабилизации длины волны генерации использовался насыщающийся поглотитель 2, который представлял собой ненакачиваемый отрезок активного световода длиной 12 см . Из резонатора излучение выводилось с помощью волоконного ответвителя 6 с коэффициентом ответвления 20% ($80/20$). В качестве торцевого использовалось спектрально-широкополосное зеркало 8 с коэффициентом отражения 70% . Экспериментально измеренные характеристики: поглощение излучения слабого сигнала в активном волокне составило 3 дБ/м (1530 нм), а поглощение накачки равнялось 4.3 дБ/м (980 нм).

Для приближенного математического моделирования характеристик генерации лазера (мощность, порог генерации и эффективность) в рамках модели [10] мы использовали спектральные распределения сечений поглощения и испускания накачки и сигнальной волны из работы [11] для световода типа Al/P-Silica. Также на их основе рас-

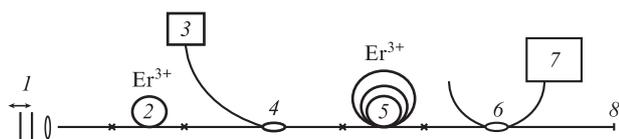


Рис.3. Схема волоконного лазера с линейным резонатором: 1 – волоконно-интегрированный ОИ; 2 – насыщающийся поглотитель (длиной 0.12 м); 3 – одномодовый лазерный диод накачки (980 нм , 150 мВт); 4 – спектрально-селективный разветвитель; 5 – активное эрбиевое волокно (длиной 4.5 м); 6 – волоконный разветвитель (коэффициент ответвления 20%); 7 – оптический спектроанализатор; 8 – диэлектрическое зеркало (коэффициент отражения 70%).

считывались спектральные зависимости мощностей насыщения накачки и сигнала, которые нормировались на экспериментально измеренные значения на длинах волн 980 и 1547 нм . Расчеты показали хорошее соответствие с экспериментальными результатами: основные характеристики лазера – мощность и дифференциальная эффективность генерации, диапазон перестройки – совпадали по порядку величины при потерях, параметрах активной среды, элементов схемы и накачки, которые были измерены экспериментально. Это рассматривалось, как обоснование применимости данной теории для расчета характеристик селектора для получения генерации на одной продольной моде в лазере с коротким резонатором.

Если пик отражения ОИ 1 перестраивался по спектру более чем на 20 нм , то возникала паразитная генерация около длины волны максимального усиления среды (1530 нм), что было обусловлено низким контрастом профиля аппаратной функции ОИ. С учетом паразитной генерации выбиралась оптимальная база интерферометра, при которой максимальный диапазон перестройки и степень селекции излучения соответствовали области свободной дисперсии 20 нм (рис.2, нижний спектр). При данной базе ОИ достигнута резкость полос 40 , тогда как для меньших L_{Int} она снижалась до 30 .

Излучение лазера было многомодовым, что обусловлено большим количеством продольных мод, попадающих в спектральную область высокого коэффициента отражения ОИ. Число генерируемых мод можно оценить

$$N_{\text{mod}} \sim Ln/(L_{\text{Int}}F), \quad (4)$$

где n – коэффициент преломления вещества световода; L – длина резонатора. В нашем случае $N_{\text{mod}} \sim 10^3$, что вызывает конкуренцию продольных мод и приводит к нестабильности длины волны излучения лазера во времени, например, вследствие эффекта выжигания пространственных дыр в активной среде лазера.

На рис.4 показаны спектры генерации лазера, полученные с помощью спектроанализатора Yokogawa AQ 6370 (рис.3). Спектры представлены для трех участков (1525.5 , 1533 и 1542 нм) в пределах области перестройки, причем для каждого участка показаны два спектра, что говорит о спектральной нестабильности генерации. Ге-

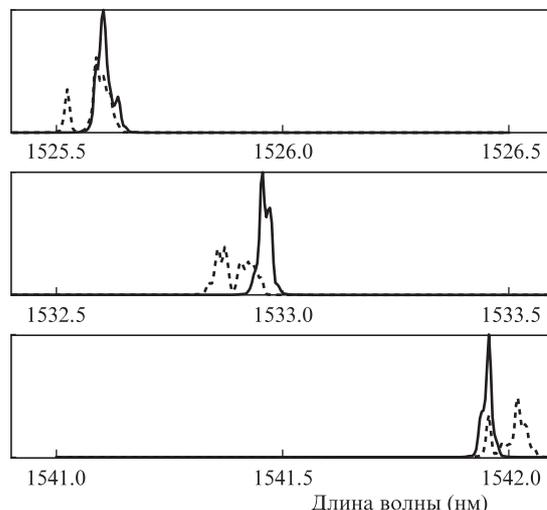


Рис.4. Спектры генерации лазера для трех диапазонов (показаны два спектра в каждом диапазоне).

нерация продольных мод происходила в пределах 0,1 нм. Для уменьшения нестабильности генерации из-за эффекта выжигания пространственных дыр усиления в лазерах с линейным резонатором обычно применяют насыщающийся поглотитель. В нашем случае это не приводило к существенному сужению спектра, однако временная стабильность генерации улучшалась. Одновременно спектральный диапазон перестройки излучения сужался, а мощность и эффективность генерации лазера снижались. Спектры на рис.4 получены в лазере без насыщающегося поглотителя. Отдельная мода генерации изображается характерным профилем с полушириной, равной минимальному спектральному разрешению спектроанализатора (20 пм). Внутри этого интервала возможна генерация на нескольких модах.

Максимальный диапазон перестройки без использования насыщающегося поглотителя составил около 20 нм. Соответствующая этому интервалу (области свободной дисперсии) база ОИ равна 60 мкм, а спектральная ширина на полувысоте коэффициента отражения ОИ – 0,5 нм. Большого диапазона перестройки добиться не удалось из-за недостаточного контраста профиля аппаратной функции интерферометра. Получить больший диапазон перестройки можно, если управлять добротностью резонатора с помощью спектральных свойств зеркала δ и таким образом эффективно уменьшить влияние контраста профиля максимального усиления активной среды в пределах области свободной дисперсии ОИ. Максимальная дифференциальная эффективность лазера составила около 5%. Мощность генерации с одного порта ответвителя достигала 1 мВт (в зависимости от мощности накачки).

В линейной схеме лазера (рис.3) возможно исключить из резонатора два оптических элемента: спектрально-селективный разветвитель 4 и волоконный ответвитель 6. В этом случае накачка сердцевин активное волокна осуществляется не внутри резонатора, а извне – через зеркало, и генерация излучения выводится через спектрально-селективный разветвитель (рис.5). Это позволяет существенно укоротить резонатор и увеличить частотное расстояние между собственными модами. Если селектор будет обладать достаточной остротой селекции, то возможна генерация только на одной собственной частоте резонатора в пределах контура усиления волоконного лазера. По-видимому, использованный в наших экспериментах волоконно-интегрированный ОИ нельзя применять в такой схеме из-за невозможности сделать длину резонатора меньше фокусного расстояния коллиматора. Селектором в такой схеме может служить волоконный вариант ОИ [12], который в некотором смысле считается волоконным аналогом многолучевого фазового интерферометра [13,

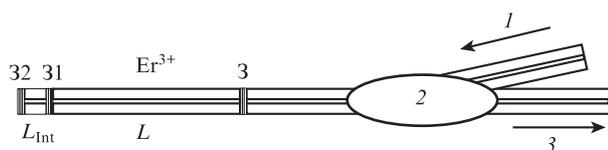


Рис.5. Схема волоконного лазера с коротким линейным резонатором:

1 – излучение накачки; 2 – спектрально-селективный разветвитель; 3 – выход генерации лазера; 3 – зеркало резонатора лазера; 31 – переднее зеркало ОИ (асимметричное по коэффициентам отражения); 32 – заднее зеркало ОИ (глухое, высокоотражающее); L – длина резонатора лазера; L_{int} – база ОИ.

14]. Спектральные свойства зеркал 3, 31 и 32 должны обеспечивать необходимые для генерации условия. Желательно, чтобы зеркала были спектрально-широкополосными и высокоотражающими. Они могут быть изготовлены методом нанесения тонкопленочных покрытий в вакууме на торцы световода. Для изготовления волоконного резонатора ОИ с изменяемой базой могут быть использованы методы, применяемые для изготовления волоконных резонаторов Фабри–Перо (см., напр., [15, 16]).

4. Условия генерации на одной продольной моде

Условия для генерации на одной продольной моде в волоконных лазерах можно получить из аналитической модели [10]. Они заключаются в том, что в пределах контура усиления активной среды лазера для всех остальных мод уровень потерь должен превышать уровень усиления, т.е. они должны находиться в подпороговом режиме. В случае газовых лазеров с малым коэффициентом усиления даже малая дискриминация мод по потерям может создавать условия для генерации на одной продольной моде [17]. Воспользуемся этой методикой и для твердотельных лазеров, которые обладают высоким коэффициентом усиления в широком спектральном интервале. Условия на собственные частоты резонатора лазера (рис.5) получаются из уравнения фазового согласования световых волн:

$$2\left(\frac{2\pi L n}{\lambda} - \frac{\Psi_M + \Psi_{int}(\lambda)}{2}\right) = 2\pi m, \quad (5)$$

где Ψ_M – фаза отражения зеркала 3; Ψ_{int} – фаза отражения ОИ; $m = 1, 2, 3, \dots$ Из теории ОИ [1] следует, что фаза ОИ в случае (2) может быть записана в виде

$$\Psi_{int}(\lambda) = \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{\sin(2\psi)}{\cos(2\psi) - \sqrt{R_2}}\right), \quad (6)$$

где $\psi = 2\pi n L_{int}/\lambda$. В пространстве частот $\nu = c/\lambda$ рассмотрим две соседние продольные моды лазера с индексами m и $m+1$ и частотами $\nu_m = \nu_0$, $\nu_{m+1} = \nu_0 + \delta\nu$, $\delta\nu/\nu_0 \ll 1$ (ν_0 – частота резонанса ОИ, $\delta\nu$ – частотный интервал между модами резонатора лазера). Вычтем соответствующие им уравнения (5) друг из друга и разложим по малому параметру $\delta\nu/\nu_0$ до первого порядка:

$$\delta\nu \approx \frac{c}{2Ln} \frac{1 + R_2 - 2\cos(2\psi_0)\sqrt{R_2}}{[1 + L_{int}/L] + R_2 - [2 + L_{int}/L]\cos(2\psi_0)\sqrt{R_2}}, \quad (7)$$

где $\psi_0 = 2\pi n L_{int}\nu_0/c = \pi$ – фаза резонанса ОИ. Так как $L_{int}/L \ll 1$, разложим (7) по этому малому параметру, тогда

$$\delta\nu \approx \frac{c}{2Ln} \left(1 - \frac{L_{int}}{L} \frac{1}{1 - \sqrt{R_2}}\right). \quad (8)$$

Формула (8) показывает, что частоты собственных мод сгущены вокруг частоты резонанса селектора по сравнению со случаем невозмущенных резонаторов [17], что характерно и для ИФП в кольцевом резонаторе. Мера этого сгущения определяется соотношением длин резонаторов и резкостью полос ОИ, а условия генерации только на одной частоте в пределах области свободной дисперсии могут быть следующими:

$$G_{\max}^2 T_r^2 R_M R_{\max} \geq 1,$$

$$G_{\max}^2 T_r^2 R_M R_{\delta\nu} < 1, \quad (9)$$

$$G_{\max}^2 R_{\min} < G_{\min}^2 R_{\max} \geq 1,$$

где $G_{\max, \min}$ – экстремумы спектрального профиля максимального усиления лазера в пределах области свободной дисперсии ОИ; R_M – коэффициент отражения зеркала резонатора лазера; T_r – пропускание резонатора на один проход; $R_{\max} = \tilde{R}(\psi_0)$, $R_{\min} = \tilde{R}(\psi_0 + \pi/2)$ – максимальный и минимальный коэффициенты отражения ОИ; $R_{\delta\nu} = \tilde{R}(\psi_0 + \delta\psi)$, $\delta\psi = 2\pi n L_{\text{int}} \delta\nu/c$. Неравенства (9) накладывают ограничения на характеристики аппаратной функции. Они записаны в предположении независимости от длины волны произведения $R_M T_r^2$ в области свободной дисперсии ОИ. Первое неравенство требует как можно более высоких значений R_{\max} , второе – степени селекции, т.е. резкости полос F , а последнее – высокого контраста.

Для оценок в приближении $L_{\text{int}} \ll L$ можно считать собственные моды данного трехзеркального резонатора (рис.2) невозмущенными, т.е. $\delta\nu = c(2Ln)^{-1}$. Тогда из (9) получим условие на резкость полос F :

$$F > \frac{\sqrt{G_{\max}^2 T_r^2 R_M - 1}}{\pi} \frac{L}{L_{\text{int}}}. \quad (10)$$

Квадратный корень в числителе (10) при определенных условиях может быть меньше единицы и ослаблять требования к F , что характерно для газовых лазеров с низкими коэффициентами усиления. По формуле (10) для конфигурации рассмотренного в наших экспериментах лазера (рис.2) требуется резкость интерференционных полос $F > 10^4$. Расчеты показывают, что с используемым нами активным волокном в схеме с коротким резонатором (рис.5) при $L = 0.1$ м, $L_{\text{int}} = 10^{-4}$ м можно получить одномодовую генерацию при резкости в диапазоне $10^2 - 10^3$. В этом случае область свободной дисперсии в кварцевом волокне, т.е. область перестройки длины волны генерации, будет около 7.5 нм. Если использовать волокна с высоким коэффициентом усиления (например, EDFC-980-HP; 80 дБ/м на длине волны 1530 нм) или работать в других спектральных диапазонах, где возможны коэффициенты усиления много больше единицы, то это позволит еще больше укоротить резонатор, уменьшить требование к F и обеспечить диапазон перестройки свыше 50 нм. Метод ОИ применим в полупроводниковых лазерах, имеющих длину резонатора меньше миллиметра. Необходимая для этого резкость $F < 10^2$.

В случае селектора волоконного типа с пространственно симметричной структурой, предложенного в [12], возможна одновременная генерация на двух ортогональных поляризациях. Метод волоконного ОИ в принципе позволяет включить и поляризационный селектор в структуру переднего зеркала, если требуется выделить одну поляризацию.

5. Заключение

Волоконно-интегрированный вариант ОИ на основе металлической пленки успешно применен для плавной перестройки длины волны излучения эрбиевого волоконного лазера с линейным резонатором. Аналитически рассмотрены возможности метода селекции с помощью ОИ для получения генерации на одной продольной моде волоконного одномодового лазера. Предполагается, что переход к полностью волоконным вариантам ОИ должен привести к значительному снижению потерь на отражение, а также к увеличению контраста профиля аппаратной функции и резкости интерференционных полос. В данный момент доступная технология изготовления волоконного ОИ на основе тонкой металлической пленки позволяет применять его в лазерах малой мощности (до 20 мкВт). Поглощение световой энергии в пленке может приводить к деградации характеристик асимметричного зеркала, если превышен определенный порог интенсивности света. Волоконно-интегрированный ОИ (рис.1) обладает значительно более высокой лучевой стойкостью (до 200 мВт), т.к. диаметр пучка света на два порядка больше, чем в волоконном варианте. Изготовление ОИ на основе рассеивающих диэлектрических структур в волокне [12] позволит увеличить лучевую стойкость ОИ.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (гранты №П1264 от 09.06.2009 г., 14.132.21.1669 от 01.10.2012 г.), проектов Отделения физических наук и Президиума РАН.

1. Троицкий, Ю.В. *Многочувствительные интерферометры отраженного света* (Новосибирск: Наука, 1985).
2. Терентьев В.С. *Автометрия*, **45** (6), 89 (2009).
3. Song W., Havstad Y.A., Starodubov S.D., et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13** (11), 1167 (2001).
4. Hunsperger R.G. *Integrated Optics. Theory and Technology* (New York: Springer, 2009).
5. Zyskind L., Sulhoff J.W., Stone J.J., et al. *Electron. Lett.*, **27** (21), 1950 (1991).
6. Tsang W.T., Olsson N.A., Logan R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **42** (8), 650 (1983).
7. Терентьев В.С., Симонов В.А. *Автометрия*, **47** (4), 41 (2011).
8. Кольченко А.П., Терентьев В.С., Трошин Б.И. *Оптика и спектроскопия*, **101** (4), 674 (2006).
9. Babin S.A., Kablukov S.I., Terentiev V.S. *Laser Phys.*, **18** (11), 1241 (2008).
10. Barnard C., Myslinski P., Chrostowski J., Kavehrad M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (8), 1817 (1994).
11. Miniscalco W.J. J. *Lightwave Technol.*, **9** (2), 234 (1991).
12. Терентьев В.С. *Автометрия*, **48** (4), 41 (2012).
13. Бельтюгов В.Н., Троицкий Ю.В. *Квантовая электроника*, **2** (2), 391 (1975).
14. Троицкий Ю.В. *Квантовая электроника*, **2** (11), 2444 (1975).
15. Yeh Y., Park S.H. *Opt. Lett.*, **37** (4), 626 (2012).
16. Lee L., Hung C.H., Li C.M., You C.W.Y. *Opt. Commun.*, **285**, 4395 (2012).
17. Троицкий Ю.В. *Одночастотная генерация в газовых лазерах* (Новосибирск: Наука, 1975).