

## ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 778.38.01 : 535

### МЕТОДЫ ПОДАВЛЕНИЯ БОКОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В СПЕКТРЕ ОТРАЖЕНИЯ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЁТОК

С. Р. Абдуллина, А. А. Власов

*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: sonka@ngs.ru*

Представлен обзор работ по методам записи и аподизации волоконных брэгговских решёток (ВБР). Рассмотрены возможности аподизации ВБР, записываемых голографическими методами, в схемах с фазовой маской и интерферометром Ллойда с использованием лазерного излучения с гауссовым профилем интенсивности. Проведено численное моделирование спектров отражения ВБР для различных параметров записываемого пучка и конфигураций экспериментальной установки. Экспериментально продемонстрировано подавление боковых резонансов и сглаживание спектра ВБР. Показано, что этот эффект обусловлен выравниванием среднего значения наведённого показателя преломления в области ВБР. Описаны применения ВБР, в частности, в качестве селектора частоты в волоконных лазерах: перестраиваемых, узкополосных, многоволновых.

*Ключевые слова:* волоконная брэгговская решётка, аподизация, спектр отражения.

**Введение.** Волоконные брэгговские решётки (ВБР) в настоящее время являются одним из ключевых элементов в различных устройствах волоконной оптики [1–5], что обусловлено их уникальными спектральными свойствами, полностью волоконным исполнением, малыми вносимыми потерями. Формирование ВБР происходит вследствие фото-модификации стекла при засветке волоконного световода ультрафиолетовым излучением с пространственной модуляцией интенсивности [6]. Относительное изменение показателя преломления может достигать  $\Delta n/n \sim 10^{-2}$  [7]. Спектр ВБР имеет резонансный характер, коэффициент отражения максимален вблизи так называемой брэгговской длины волны  $\lambda_{Br} = 2n_{eff}\Lambda$ , где  $n_{eff}$  — эффективный показатель преломления для основной моды волоконного световода,  $\Lambda$  — период модуляции.

Конкретные применения ВБР налагают требования на форму спектра отражения, которая определяется профилем показателя преломления решётки. Одно из общих требований — отсутствие боковых резонансов. Для ВБР с постоянным по амплитуде изменением показателя преломления на длине  $L$  волоконного световода спектр отражения находится аналитически в рамках формализма связанных мод [3–5]. Характерная особенность спектров ВБР такого типа — наличие выраженных боковых резонансов, достигающих для высокоотражающих решёток величин коэффициента отражения в десятки процентов. Отсутствие боковых резонансов в спектре отражения ВБР достигается аподизацией — плавным изменением амплитуды модуляции и выравниванием среднего значения наведённого показателя преломления вдоль решётки. Аподизированные ВБР широко используются в различных устройствах волоконной оптики, в частности в качестве спектрально-селективных элементов в системах волоконно-оптической связи [8], а также при создании узкополосных перестраиваемых спектральных фильтров [9–11]. Поскольку резонансная длина волны ВБР чувствительна к деформациям и температуре [3, 5], это даёт возможность применять ВБР в качестве чувствительного элемента волоконных сенсорных систем. Важно,

что чувствительность такой сенсорной системы будет определяться в том числе величиной боковых резонансов ВБР. Одним из наиболее важных применений ВБР является их использование в волоконных лазерах [1, 2, 12] как внутриволоконного зеркала резонатора, при этом длина волны и форма спектра генерации задаются спектром отражения ВБР.

**Методы записи и аподизации ВБР. Постановка задачи.** Методы изготовления волоконных брэгговских решёток можно разделить на две категории: голографические (интерференционные) и неголографические. В первой категории используется амплитудное или пространственное разделение пучка на два, которые впоследствии интерферируют в пространстве волокна. Неголографические методы основаны на периодической засветке волокна с помощью импульсного источника через амплитудную маску или поточечным способом [3]. В интерференционных методах период структуры наведённого показателя преломления и соответственно резонансную длину волны ВБР можно изменять посредством выбора угла сведения пучков [3]. Период интерференции определяется углом сведения пучков в соответствии с формулой

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin(\alpha/2)}, \quad (1)$$

где  $\lambda_{UV}$  — длина волны УФ-излучения;  $\alpha$  — угол между интерферирующими пучками. Таким образом, брэгговская длина волны зависит от угла  $\alpha$ :

$$\lambda_{Br} = \frac{n_{eff} \lambda_{UV}}{\sin(\alpha/2)}. \quad (2)$$

Интерференцию пучков можно обеспечить разными способами [3, 4]. В методе с амплитудным разделением пучка [6] УФ-пучок с помощью расщепителя делится на два, которые затем сводятся на волокне под углом  $\theta$  с помощью двух зеркал.

В схеме с интерферометром Ллойда [13] (пространственное разделение пучка) интерференционная картина образуется с помощью зеркала: одна половина пучка сводится с другой половиной под углом  $\alpha$  (рис. 1, а). В методе с фазовой маской, впервые предложен-

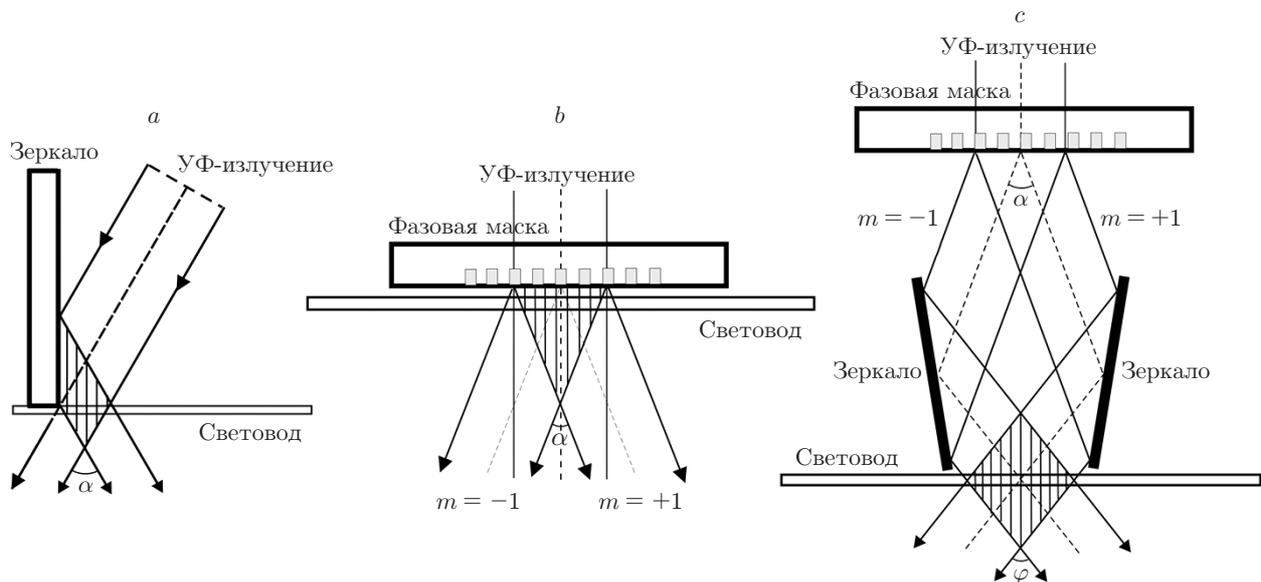


Рис. 1. Интерференционные схемы записи ВБР: а — интерферометр Ллойда, б — схема с фазовой маской, с — схема с фазовой маской и интерферометром Тальбота [5]

ном в [14], реализуется интерференция между  $\pm 1$ -ми порядками дифракции излучения, прошедшего через маску. Маска имеет рельеф, обеспечивающий подавление 0-го и других порядков дифракции и сосредоточение в  $\pm 1$ -х порядках основной доли мощности. Таким образом достигается высокий контраст интерференционной картины. Если волокно располагается непосредственно за маской (рис. 1, *b*), схема обладает высокой стабильностью, но позволяет записывать ВБР лишь с фиксированной брэгговской длиной волны, что является её недостатком. Перестройку резонансной длины волны ВБР в относительно широких пределах можно осуществить в интерферометре Тальбота [15] одновременным поворотом дополнительных зеркал, расположенных на угловых подвижках, при этом волокно необходимо поместить на линейную подвижку (рис. 1, *c*).

Существует множество профилей наведённого показателя преломления, обеспечивающих получение спектра ВБР с подавленными боковыми резонансами [3], практическая реализация большинства из них требует технологически сложных сканирующих методик. Впервые продольное сканирование в схеме записи с фазовой маской было реализовано в [16]. С помощью сканирования зеркала, направляющего пучок, записаны решётки длиной до 50 мм с коэффициентами отражения до 0,7 и шириной спектра 0,029 нм. В работе [17] волоконный световод вместе с фазовой маской двигался поперёк записывающего пучка, были записаны решётки длиной до 15 мм с коэффициентом отражения до 0,985 и шириной спектра  $\sim 0,2$  нм. В [18] за счёт двух последовательных сканирований (с фазовой маской и без) удалось получить подавление боковых резонансов на 20 дБ для решётки с коэффициентом отражения 0,9. Для создания аподизированных решёток также используются фазовые маски с промодулированной дифракционной эффективностью [19], внедрёнными фазовыми сдвигами и переменным периодом. Применение пьезокерамики в процессе сканирования позволяет модулировать относительное положение волоконного световода и фазовой маски в процессе записи и таким образом формировать в ВБР контролируемые фазовые сдвиги [20]. Изменяя амплитуду относительных смещений световода и маски в процессе сканирования от половины периода ВБР до нуля и, значит, изменяя величину модуляции показателя преломления, можно сформировать заданный профиль ВБР при постоянном среднем значении показателя преломления. Данный способ универсален относительно задания аподизирующей функции, однако достаточно сложен технически. В работе [21] с помощью этого метода удалось достичь подавления боковых резонансов приблизительно на 13 дБ. Дальнейшее развитие метод получил в [22].

Таким образом, запись ВБР с подавленными боковыми резонансами является актуальной задачей волоконной оптики. В связи с этим в данной работе проведён обзор предложенных нами методов подавления боковых резонансов при записи ВБР без сканирования в полном поле интерференционной картины гауссовых пучков, получаемой в схемах с фазовой маской и интерферометром Ллойда.

**Источники ультрафиолетового излучения. Реализованные схемы записи ВБР.** Механизмы фотоиндуцированного изменения показателя преломления в кварцевом стекле в процессе записи ВБР изучаются до сих пор. Известно, что для германосиликатного стекла фотовозбуждение германиевых кислородно-дефицитных центров (ГКДЦ) играет иницирующую роль для последующей трансформации сетки стекла, которая сопровождается изменением его показателя преломления [3–5, 23]. В спектре поглощения германосиликатного стекла доминируют две полосы с максимумами 242 и 330 нм, приписываемые синглетно-синглетному и синглетно-триплетному поглощению ГКДЦ соответственно [23]. Фотовозбуждение синглетной полосы может осуществляться различными лазерными УФ-источниками. Распространённым и относительно дешёвым является эксимерный импульсный КгF-лазер с длиной волны 248 нм [3, 24]. Также для записи ВБР используют вторую гармонику аргонового лазера (длина волны 257 нм), четвертую гармонику  $\text{Nd}^{3+}$ :YAG-лазера (длина волны 266 нм), вторую гармонику лазеров на красите-

лях (длина волны 220–260 нм) [3]. Наилучшими характеристиками (длина когерентности, стабильность, качество пучка), критичными для получения высококачественных ВБР, в настоящее время обладает излучение с длиной волны 244 нм, получаемое при удвоении частоты непрерывного аргонового лазера [3–5].

Результаты оптимизации внутррезонаторного удвоения частоты аргонового лазера с использованием кристалла бета-бората бария ( $\beta$ -ВВО) и особенности фокусировки гауссова пучка в кристалле приведены в [25]. Конструкция лазера позволяла изменять относительное положение оптических элементов, обеспечивая реализацию оптимальных параметров фокусировки основного излучения для генерации второй гармоники. За счёт увеличения сечения пучка основного излучения в активной среде повысилась эффективность генерации второй гармоники до 18 %. Ширина линии генерации, определяемая доплеровским уширением, составляет  $\Delta\nu \sim 10$  ГГц, что соответствует длине когерентности  $c/\Delta\nu \sim 3$  см. Реализованы также схемы генерации второй гармоники излучения одночастотного аргонового лазера во внешнем резонаторе, которые дают меньшую мощность (до 100 мВт), но бóльшую длину когерентности (до 10 м) [26, 27].

В [28] на основе классической работы [14] была применена схема записи ВБР с фазовой маской, позволяющая проводить аподизацию ВБР в процессе её записи гауссовым пучком (рис. 2). Излучение УФ-лазера 1 через фазовую маску 4 попадает на свободный от защитного полимерного покрытия волоконный световод, который располагается вплотную к фазовой маске, т. е. в области интерференции волн, дифрагировавших в  $\pm 1$ -е порядки фазовой маски. Профиль штрихов фазовой маски обеспечивает подавление 0-го порядка дифракции до 7 % и сосредоточение в  $\pm 1$ -х порядках 75 % энергии, что в первом приближении соответствует видности интерференционной картины  $s = 0,75$ . Цилиндрическая линза 3 фокусирует излучение вдоль волоконного световода, увеличивая тем самым интенсивность до  $50$  Вт/см<sup>2</sup>. Использование телескопической системы 2 позволяет изменять область засветки вдоль волоконного световода.

В схеме записи с интерферометром Ллойда [29] (рис. 3) излучение УФ-лазера 1 проходит через телескопическую систему 2 и попадает на цилиндрическую линзу 3, а волоконный световод 6 располагается в фокальной плоскости линзы. Угол сведения частей пучка  $\alpha$  задавался с помощью программно-управляемой угловой подвижки РИ М-036 5, на которой было расположено зеркало 4. Диапазон перестройки брэгговской длины волны записываемой ВБР в данной схеме составлял 925–1550 нм. Интенсивность УФ-пучка в

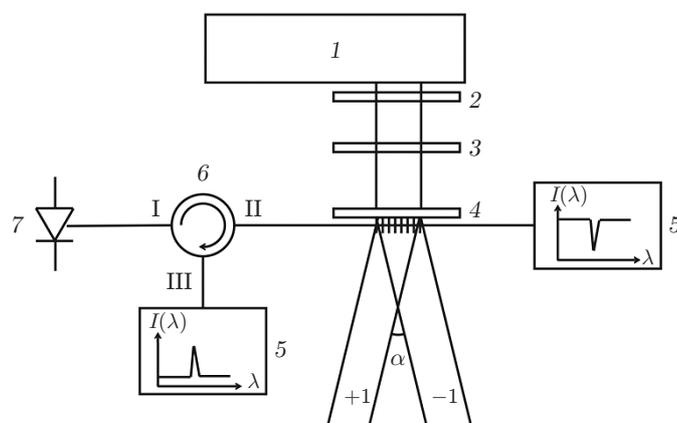


Рис. 2. Схема записи с использованием фазовой маски: 1 — ультрафиолетовый лазер; 2 — телескопическая система; 3 — цилиндрическая линза; 4 — фазовая маска; 5 — оптический спектроанализатор; 6 — циркулятор; 7 — светоизлучающий диод; I, II, III — порты циркулятора

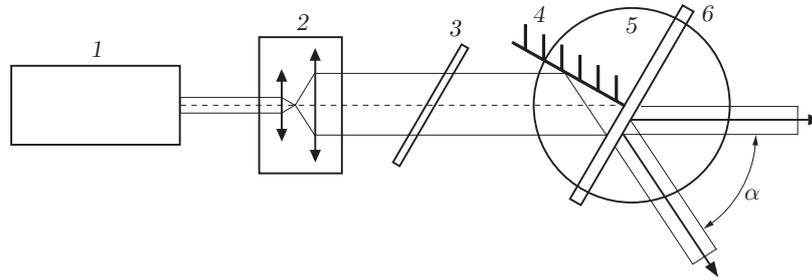


Рис. 3. Схема записи с помощью интерферометра Ллойда

интерферометре достигала  $\sim 50 \text{ Вт/см}^2$ . В обеих схемах записи использовались волоконные световоды "AllWave<sup>TM</sup>" (фирма "Lucent Technologies") и SMF-28e (фирма "Corning"). Для повышения фоточувствительных свойств волоконный световод предварительно был выдержан в атмосфере водорода при давлении 100 атмосфер в течение  $\sim 10$  дней [7].

Для регистрации спектральных характеристик записываемых ВБР применяется оптический спектроанализатор AQ6370 (фирма "Yokogawa") с разрешением до 0,01 нм и волоконно-оптический ответвитель (либо циркулятор), в качестве источника используется широкополосный светоизлучающий диод (см. рис. 2).

**Расчёт спектра отражения ВБР.** Для сравнения результатов эксперимента с теорией проводилось численное моделирование спектров отражения ВБР по методике, описанной в [28]. Для расчёта использовались программы, предоставленные авторами работы [30].

В случае интерференции гауссовых пучков имеем [28]

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{w^2}\right) \left(1 + s \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)\right), \quad (3)$$

где  $w$  — радиус гауссова пучка. В результате моделирования спектров ВБР выявлены следующие основные зависимости от параметров, указанных в формуле (3). С увеличением  $\Delta n_0$  возрастают ширина и амплитуда основного пика, растёт амплитуда боковых резонансов и соответственно увеличивается число резонансов с относительной амплитудой более  $-20$  дБ, расстояние же между резонансами остаётся практически неизменным. Это отвечает тому, что с ростом амплитуды модуляции показателя преломления при неизменной ширине гауссова распределения эффективная база интерферометра, образуемого краями ВБР, не меняется, но увеличивается ширина спектра в соответствии с оценочной формулой  $(\Delta\lambda/\lambda)$ . С повышением параметра  $w$  при постоянном  $\Delta n_0$  ширина и амплитуда основного резонанса меняются в меньшей степени, чем при увеличении  $\Delta n_0$ , но при этом сокращается расстояние между боковыми резонансами и соответственно растёт количество резонансов с амплитудой больше  $-20$  дБ. Качественное объяснение состоит в том, что при увеличении параметра  $w$  повышается эффективная интерференционная база (длина решётки), вследствие чего уменьшается интервал между боковыми резонансами.

**Возможности аподизации ВБР: расчёт и эксперимент.** В работе [28] представлен простой способ выравнивания среднего значения наведённого показателя преломления вдоль ВБР в схеме записи с помощью фазовой маски (см. рис. 2). Выравнивание осуществлялось посредством дополнительной засветки волоконного световода непромодулированным гауссовым пучком слева и справа от центра ВБР на расстоянии порядка радиуса пучка  $w$ :

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{w^2}\right) \left(1 + s \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)\right) +$$

$$+ \Delta n_1 \exp\left(-\frac{2(z-z_1)^2}{w^2}\right) + \Delta n_2 \exp\left(-\frac{2(z+z_2)^2}{w^2}\right), \quad (4)$$

где  $z_{1,2}$  — величины смещения пучка вправо и влево относительно центра записанной ВБР;  $\Delta n_{1,2}$  характеризуют величины дополнительной засветки справа и слева. Данный метод позволяет обеспечить постоянство среднего значения показателя преломления вдоль ВБР на отрезке от  $-w$  до  $w$  с точностью  $\sim 10\%$  при  $z_1 \approx z_2 \approx w$  и  $\Delta n_1 \approx \Delta n_2 \approx \Delta n_0$ .

Радиус гауссова пучка составил  $w = 1,14$  мм, величина смещения волоконного световода относительно записывающего пучка  $\sim 1$  мм. На рис. 4 представлены спектры ВБР (исходный и после амплитудной засветки гауссовым пучком). На вставках приведены профили наведённого показателя преломления до и после дополнительной засветки, рассчитанные по формулам (3) и (4) соответственно. Данная техника позволила получить спектр высокоотражающей решётки с подавлением боковых резонансов до уровня  $-20$  дБ, который определялся чувствительностью использованной регистрирующей аппаратуры.

В результате моделирования спектральных характеристик ВБР для профиля наведённого показателя преломления в соответствии с формулой (4) выявлено, что наиболее узкий и гладкий спектр наблюдается при равной экспозиции ( $\Delta n_0 \approx \Delta n_1 \approx \Delta n_2$ ) и симметричной засветке со смещением примерно равным радиусу пучка ( $z_1 \approx z_2 \approx w$ ). Сравнение данных эксперимента с дополнительной засветкой и результатов численного расчёта с параметрами, соответствующими экспериментальным условиям, показывает, что при засветке боковые резонансы подавляются до уровня меньше  $-20$  дБ как в расчёте, так и в эксперименте (см. рис. 4). При этом положение резонанса в эксперименте соответствует расчётному, однако ширина несколько больше, чем в теории (тонкая кривая). Введение в расчёт небольшой асимметрии сдвига ( $z_1 - z_2 \sim 0,2$  мм), что было возможно в реальных условиях эксперимента, приводит к уширению расчётного резонанса (пунктирная кривая)

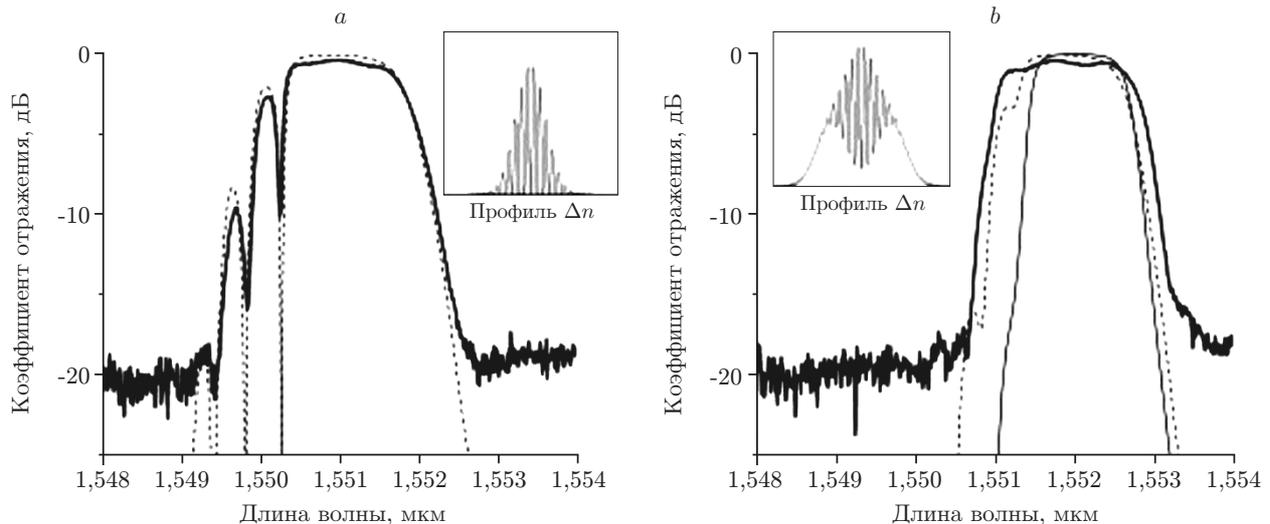


Рис. 4. Экспериментальный спектр ВБР до (а) и после (б) амплитудной засветки (жирные линии). Результаты численного моделирования формы спектра решёток, описываемых формулой (3) с параметрами  $w = 1$  мм,  $s = 0,75$ ,  $n_0\Lambda = 0,7748$  мкм,  $\Delta n_0 = 1,6 \cdot 10^{-3}$  (пунктирная линия) (а); формулой (4) с параметрами  $w = 1$  мм,  $s = 0,75$ ,  $n_0\Lambda = 0,7748$  мкм,  $\Delta n_0 = \Delta n_{1,2} = 1,6 \cdot 10^{-3}$ : тонкая линия — для симметричной амплитудной засветки  $z_{1,2} = 1$  мм, пунктирная линия — для несимметричной амплитудной засветки  $z_1 = 0,8$  мм,  $z_2 = 1,2$  мм (б)

практически до полного совпадения с экспериментальным контуром. Таким образом, в [28] показано, что гауссов профиль излучения позволяет реализовать простую технику записи высокоотражающих ВБР с подавлением боковых резонансов до уровня меньше  $-20$  дБ, при этом брэгговская длина волны фиксирована и определяется параметрами фазовой маски.

В работе [31] рассмотрена возможность выравнивания среднего значения наведённого показателя преломления в схеме с фазовой маской за счёт относительного смещения центров интерферирующих гауссовых пучков (рис. 5). При использовании фазовой маски обычно предполагается, что волокно находится непосредственно за маской и центры интерферирующих пучков  $\pm 1$ -х порядков дифракции практически совпадают.

Однако при смещении маски на некоторое расстояние  $dl$  в поперечном направлении относительно волокна запись ВБР происходит в области интерференции двух гауссовых пучков, оси которых расходятся на расстояние  $2dz$ , где  $dz = dl \operatorname{tg}(\alpha/2)$ ,  $\alpha$  — угол между  $\pm 1$ -ми порядками дифракции (в нашем случае  $\alpha = 27^\circ$ ). Профиль наведённого показателя преломления в области интерференции пучков, оси которых смещены относительно друг друга на величину  $dz$  (см. рис. 5), в предположении линейной зависимости от интенсивности имеет вид

$$\Delta n(z) = dm\Delta n_0 \left( \exp \left( -\frac{2(z-dz)^2}{w^2} \right) + \exp \left( -\frac{2(z+dz)^2}{w^2} \right) \right) \times \\ \times \left[ 1 + \frac{f(z, dz)}{\operatorname{ch}(4zdz/w^2)} \cos \left( \frac{2\pi}{\Lambda} z \right) \right] + dm_0\Delta n_0 \exp \left( -\frac{2z^2}{w^2} \right). \quad (5)$$

Здесь  $dm = 0,375$  — доля мощности для  $\pm 1$ -х порядков;  $dm_0 = 0,07$  — доля мощности для 0-го порядка;  $z$  — координата вдоль решётки;  $2dz$  — расстояние между осями интерферирующих гауссовых пучков;  $f(z, dz)$  — функция когерентности (равна 1 для полностью когерентных пучков). Влиянием более высоких порядков дифракции пренебрегаем, так как их доля мала и при характерных смещениях маски они выходят из области интерференции из-за больших углов отклонения. Минимальное расстояние между фазовой маской

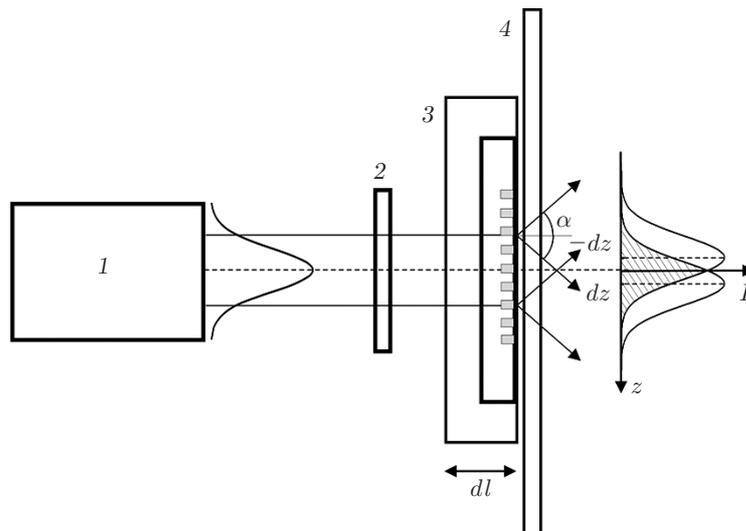


Рис. 5. Схема записи ВБР с использованием подвижной фазовой маски: 1 — источник УФ-излучения, 2 — цилиндрическая линза, 3 — фазовая маска на подвижке, 4 — волоконный световод. Справа показано распределение интенсивности записывающего пучка на волокне, заштрихованная область — область интерференции

и сердцевинной световода определяется диаметром световода (125 мкм) и оценивается как  $dl_0 \sim 100$  мкм с учётом неидеального прилегания.

В работе [31] проведено сравнение спектров при параметре  $dz = 0$  и ненулевых  $dz$  с восстановленной амплитудой коэффициента отражения  $R = 0,95$  (для этого увеличивался параметр  $\Delta n_0$ ) для  $f(z, dz) = 1$ . С увеличением параметра  $dz$  амплитуда боковых резонансов слева уменьшается примерно от  $-5$  дБ при  $dz = 0,01w \sim 0$  до  $-20$  дБ при  $dz \sim 0,6w$ , ширина основного резонанса уменьшается примерно на 20 %. С ростом  $dz$  вариация среднего значения показателя преломления на длине интерференционной картины становится меньше, что видно из графиков для профилей показателя преломления [31]. Этим можно качественно объяснить уменьшение амплитуды боковых резонансов в коротковолновой области спектра. В данном случае эффективная длина решётки увеличивается, что приводит к сужению основного пика.

В эксперименте были записаны две серии ВБР с коэффициентами отражения 0,8 и 0,95 и различными значениями параметра  $dz$ . Для решёток с  $R = 0,8$  (радиус записывающего гауссова пучка  $w \sim 1,1$  мм) достигнуто подавление боковых резонансов в коротковолновой части спектра с уровня  $-13$  дБ до уровня  $-20$  дБ уже при небольшой величине смещения осей пучков:  $dz \sim 0,07w$ , при этом заметного сужения основного пика отражения не происходит. Экспериментальные спектры отражения высокоотражающих ВБР (коэффициент отражения  $R \sim 0,95$ ) приведены на рис. 6.

При плотном прилегании световода к фазовой маске ( $dz = dz_0 \sim 0,01w$ ) величина бокового резонанса составляет около  $-5$  дБ в соответствии с расчётом. С увеличением параметра  $dz$  приблизительно до  $0,07w$  амплитуда боковых резонансов уменьшается (аналогично решётке с  $R = 0,8$ ), однако затем вновь начинает возрастать, но контраст бокового резонанса при этом снижается, и таким образом спектр сглаживается. Хотя качественно экспериментальные и расчётные спектры отражения для решётки с  $R = 0,95$  при увеличении параметра  $dz$  ведут себя похожим образом [31], в их форме, а также в значении оптимального параметра  $dz$  наблюдается значительное расхождение. Амплитуда боковых резонансов в эксперименте уменьшается слабее, чем в теории, но их структура замывается с ростом  $dz$ , так что спектр становится относительно гладким (до уровня порядка

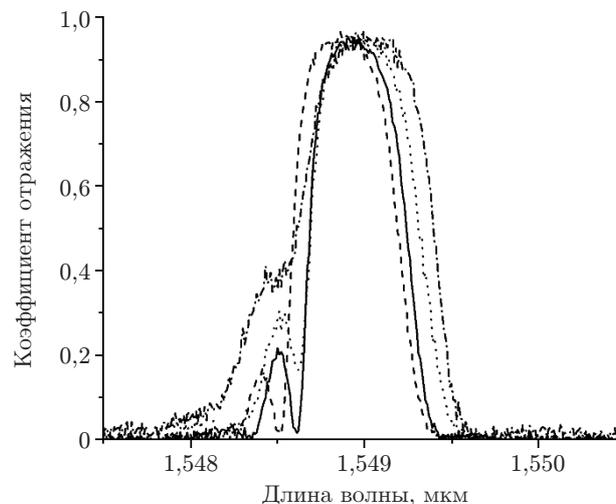


Рис. 6. Экспериментальные спектры ВБР, записанных пучком с радиусом  $w \approx 1,8$  мм, при различных параметрах смещения:  $dz = dz_0 \approx 0,02$  мм (сплошная кривая),  $dz \approx 0,07$  мм (штриховая),  $dz \approx 0,26$  мм (пунктирная),  $dz \approx 0,31$  мм (штрихпунктирная)

–20 дБ, определяемого шумами измерительной схемы) уже при  $dz \approx 0,2w$ . Основной пик спектра отражения смещается в длинноволновую область, что связано с увеличением  $n_{\text{эф}}$ , при этом он уширяется, чего не наблюдается в расчёте.

Отличие эксперимента от теории может быть связано с не учитывавшимися в расчёте факторами. В работе [31] предполагается, что основным фактором этого отличия является уменьшение степени когерентности (и соответственно замывание интерференционной картины на периферии) при увеличении относительного смещения осей интерферирующих пучков. Отметим, что для пучков эксимерного лазера с малой продольной длиной когерентности наклонное падение интерферирующих пучков приводило к замыванию интерференционной картины на краях, что также использовалось авторами работы [24] для аподизации ВБР.

Для учёта снижения степени когерентности (и соответственно контраста интерференционной картины) в точке  $z$  при интерференции наклонных пучков  $\pm 1$ -х порядков с центрами, смещёнными на величину  $dz$ , в формулу для наведённого показателя преломления введён перед интерференционным членом множитель вида

$$f(z, dz) = \exp\left(-\frac{a|z|dz}{w_0^2}\right). \quad (6)$$

Дополнительный расчёт показал, что формула (5) с учётом уменьшения когерентности на периферии в виде экспоненциальной функции (6) с коэффициентом  $a = 2$  согласуется с экспериментом намного лучше, чем формула (5) с параметром  $f(z, dz) = 1$ . Это приближение качественно описывает основные особенности экспериментальных спектров: смещение спектра отражения в длинноволновую область без существенного изменения ширины основного максимума и замывание боковых резонансов с ростом  $dz$ , тогда как в случае полностью когерентных пучков сдвиг спектра много меньше, чем в эксперименте, и боковые резонансы не меняются по форме — они не замываются, но уменьшается их амплитуда. Графики профилей наведённого показателя преломления подтверждают предложенную качественную картину [31]: уменьшение когерентности на периферии интерферирующих пучков приводит к более резкому снижению амплитуды интерференционной структуры, а это — к замыванию боковых резонансов. Здесь размер интерференционной картины сравним с областью постоянного среднего значения, но само среднее значение увеличивается по сравнению со случаем полностью когерентных пучков.

Также отличие эксперимента и расчёта для некоторой области значений  $dz$  может быть связано с нелинейной зависимостью наведённого показателя преломления от дозы УФ-облучения [28]. Показано, что наведённый показатель преломления изменяется линейно в первом приближении (с точностью  $< 10\%$ ) до величины порядка  $10^{-3}$ , а при больших величинах выходит на степенную зависимость (степень  $\sim 0,5$ ). В результате численного моделирования в работе [31] получено, что для  $dz \gtrsim 0,4w$  параметр  $\Delta n$  превышает значение  $10^{-3}$ . В таких случаях нужно учитывать нелинейность.

Кроме того, количественное расхождение теории и эксперимента может объясняться другими неучтёнными эффектами: расходимостью пучка и отличием волнового фронта от плоского, вибрациями основания установки.

Таким образом, в работе [31] показано, что схема записи ВБР путём поперечного перемещения фазовой маски от волокна даёт возможность записывать решётки с фиксированной брэгговской длиной волны и сглаженными боковыми резонансами без существенного изменения ширины спектра. Применение данного метода в схеме с фазовой маской и двухзеркальным интерферометром позволит записывать ВБР с подавленными боковыми резонансами на произвольной длине волны в спектральном диапазоне 1–1,6 мкм.

При записи ВБР гауссовым пучком в схеме с использованием интерферометра Ллойда в идеальном случае мы имеем интерференцию двух половин этого пучка. В эксперименте можно ввести некоторое смещение оси, разделяющей пучок [29]. Профиль наведённого показателя преломления в области интерференции частей пучка в предположении линейной зависимости от интенсивности имеет тот же вид, что и для случая интерференции двух пучков, оси которых разнесены на расстояние  $2dz$ , параметр  $dz$  в данном случае — смещение оси деления в интерферометре относительно оси симметрии Гаусса, область значений  $z > 0$ . В эксперименте для решёток, записанных пучком с радиусом  $w = 2$  мм при параметре смещения  $dz \sim 1$  мм, получено подавление боковых резонансов в 1,5–2 раза. Для решёток, записанных пучком с радиусом  $w = 10$  мм при параметре смещения  $dz \sim 0,5w$ , получено подавление боковых резонансов до уровня нескольких процентов. Как и в случае с подвижной фазовой маской, численное моделирование с учётом снижения степени когерентности пучка на периферии лучше согласуется с экспериментом, чем моделирование в предположении полностью когерентных пучков.

**Применения ВБР в волоконных лазерах.** Известно [2, 32], что лазеры на основе волоконных световодов, легированных ионами редкоземельных элементов, являются уникальными источниками непрерывного инфракрасного излучения, которые характеризуются высокой эффективностью генерации и возможностью перестройки длины волны излучения в широком спектральном диапазоне.

Лазер на основе легированного иттербием волоконного световода с двойной оболочкой и накачкой лазерным диодом на длине волны  $\sim 976$  нм отличается высокой эффективностью генерации на различных длинах волн в диапазоне 0,98–1,17 мкм с максимумом около 1,08 мкм [32]. В работе [33] для перестройки длины волны выходного излучения иттербиевого волоконного лазера (ИВЛ) использовались перестраиваемые ВБР, изготовленные по технологии, описанной в [9]. Коэффициент отражения ВБР варьировался в пределах  $R \sim 0,6$ –0,9. Перестройка длины волны излучения лазера осуществлялась методом изгибного сжатия—растяжения в диапазоне 1063–1108 нм. При сильном сжатии наблюдалось возрастание коэффициента отражения в 1,25 раза, данный эффект подробно рассмотрен в [34], однако на генерацию он влиял незначительно.

Применение световодов с многоэлементной первой оболочкой (МПО) [35] упрощает доведение излучения накачки до легированной сердцевины волоконного световода. В работе [33] предложен и реализован способ синхронной перестройки высокоотражающей и выходной ВБР, формирующих резонатор волоконного лазера, и создан перестраиваемый полностью волоконный иттербиевый лазер на основе МПО-световода. Коэффициенты отражения высокоотражающей ВБР  $R_0 \approx 0,9$  и выходной ВБР  $R_{\text{вых}} \approx 0,15$ , резонансная длина волны 1105 нм.

Лазеры, работающие на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в волокне, являются перспективными источниками в диапазоне 1,1–2,2 мкм [36]. Спектр ВКР-усиления определяется длиной волны накачки и составом сердцевины волоконного световода и может быть достаточно широким, в связи с этим перспективно создание ВКР-лазеров с перестраиваемой длиной волны генерации. На основе германосиликатных волоконных световодов можно создать непрерывно перестраиваемый ВКР-лазер в диапазоне 1100–1750 нм [37]. В работе [38] получена генерация фосфоросиликатного ВКР-лазера с выходной мощностью на уровне 3 Вт на отдельных длинах волн в диапазоне 1,22–1,34 мкм с накачкой ИВЛ, таким образом реализуется полностью волоконный вариант. В [39] была осуществлена температурная перестройка ВБР, формирующих резонатор фосфоросиликатного ВКР-лазера. Получена область перестройки длины волны генерации на величину  $\sim 1$  нм.

В работе [40] реализована схема полностью волоконного перестраиваемого ВКР-лазера с накачкой перестраиваемым ИВЛ. Резонатор перестраиваемого ИВЛ сформирован актив-

ным волоконным световодом с МПО-структурой и перестраиваемыми ВБР с резонансной длиной волны 1110 нм. Коэффициент отражения высокоотражающей ВБР  $\sim 0,9$ , выходной  $\sim 0,15$ . Волоконные брэгговские решётки приклеены на одну пластину, изгибом которой достигается синхронная перестройка резонансных длин волн ВБР и, следовательно, требуемая перестройка длины волны ИВЛ. ВКР-лазер сформирован фосфоросиликатным волокном длиной 370 м и парой ВБР, имеющих резонансную длину волны 1300 нм в несжатом состоянии, также приклеенных на одной пластине, изгибом которой достигается требуемая перестройка длины волны ВКР-лазера. Коэффициент отражения ВБР  $R \sim 0,98$  и ВБР  $R_{\text{вых}} = 0,2-0,4$  (в разных экспериментах). Достигнута мощность генерации ВКР-лазера 3,2 Вт на длине волны 1300 нм при мощности ИВЛ 6,6 Вт. При этом дифференциальная эффективность (отношение мощности генерации к превышению мощности накачки над пороговой) составила 72 %. Результаты анализа процесса генерации представлены в работах [41, 42]. Диапазон перестройки частоты генерации ВКР-лазера  $\sim 50$  нм.

Волоконные брэгговские решётки со сдвигом фазы, записанные в активном волокне, в том числе сохраняющем поляризацию [43, 44], являются базовым элементом одночастотных волоконных лазеров с распределённой обратной связью, которые могут генерировать после волоконного усилителя узкополосное излучение мощностью  $>1$  Вт с очень малой шириной линии ( $<1$  кГц) после стабилизации по внешнему реперу [45], что позволяет использовать их в метрологических задачах. Решётки с узким спектром, записанные в волокне, сохраняющем поляризацию, способствуют созданию мощных ( $\sim 10$  Вт) иттербиевых лазеров, которые генерируют узкополосное поляризованное излучение в области  $\sim 1,1$  мкм [46], что даёт возможность эффективной генерации второй гармоники многочастотных волоконных лазеров в кристаллах с регулярной доменной структурой типа PPLN [47].

Сужение спектра полностью волоконного иттербиевого лазера с модуляцией добротности с помощью ВБР [48] позволило на порядок увеличить эффективность генерации второй и третьей гармоник мощного наносекундного лазера [49], раскрывая новые перспективы их реализации в обработке материалов.

Волоконные брэгговские решётки с гладким спектром и возможностью перестройки частоты излучения использовались также в других типах лазеров. В частности, перестраиваемая ВБР была впервые применена в гольмиевом волоконном лазере, в результате чего осуществлена плавная перестройка в диапазоне 2,045–2,1 мкм [50]. Линейка из узкополосных решёток позволила получить многоволновую генерацию ВКР-лазера с распределённой обратной связью на рэлеевском рассеянии с рекордной равномерностью распределения мощности в диапазоне 1550–1570 нм по 22 телекоммуникационным WDM-каналам со спектральным разделением 100 ГГц (0,8 нм) [51]. Другой вариант уникального ВКР-лазера с прямой накачкой многомодовыми лазерными диодами реализован также во многом благодаря качественным ВБР, записанным в многомодовом градиентном волокне [52].

**Заключение.** Обзор работ по теме исследований показал, что для достижения существенного подавления боковых резонансов в спектрах ВБР обычно применяются технологически сложные сканирующие методики. Нами решалась задача разработки относительно простых методов подавления боковых резонансов, основанных на общеизвестных голографических схемах.

Для реализации интерференционных схем записи ВБР создан источник УФ-излучения (длина волны генерации 244 нм) мощностью до 1 Вт с длиной когерентности излучения  $\sim 3$  см, использующий внутррезонаторное удвоение частоты аргонового лазера в кристалле ВВО. Повышение мощности достигнуто за счёт увеличения апертуры основного пучка в разрядной трубке.

Предложен и реализован простой метод подавления боковых резонансов в спектре ВБР в схеме записи с фазовой маской путём дополнительной засветки записанной интерференционной структуры гомогенным гауссовым пучком. Показано, что подавление боковых

резонансов в коротковолновой части спектра связано с выравниванием среднего значения наведённого показателя преломления и, следовательно, устранением эффективного резонатора, сформированного краевыми областями решётки.

Предложен и экспериментально осуществлён метод подавления боковых резонансов в спектре ВБР в схеме записи с фазовой маской путём поперечного перемещения фазовой маски от волокна. Сглаживание боковых резонансов в коротковолновой области спектра при этом происходит за счёт относительного сдвига центров интерферирующих гауссовых пучков и выравнивания среднего значения показателя преломления в области записываемой ВБР. В схеме с интерферометром Ллойда в случае интерференции неравных частей записывающего пучка для наведённого показателя преломления получается тот же эффект, отличие от схемы с фазовой маской заключается в разных областях значений координат решётки вдоль волокна. Показано, что численное моделирование с учётом снижения степени когерентности пучка на периферии в этих двух схемах лучше согласуется с экспериментом, чем моделирование в предположении полностью когерентных пучков.

Таким образом, предложенные схемы позволяют записывать ВБР со сглаженными боковыми резонансами без значительного уширения спектра как с фиксированной брэгговской длиной волны, определяемой фазовой маской, так и в широком диапазоне длин волн (в схеме с интерферометром Ллойда). Описанные в данной работе ВБР нашли применение в волоконных лазерах разных типов (иттербиевом, эрбиевом, гольмиевом, ВКР), работающих в широком спектральном диапазоне (0,98–2,1 мкм) в перестраиваемом, узкополосном (в том числе одночастотном), многоволновом режимах генерации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Агравал Г.** Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 324 с.
2. **Digonet M. J. F.** Rare Earth Fiber Lasers. N. Y.: Marcel Dekker, 2001. 798 p.
3. **Kashyap R.** Fiber Bragg Gratings. San Diego: Academic Press, 1999. 458 p.
4. **Othonos A., Kalli K.** Fiber Bragg Gratings. London: Artech House, 1999. 422 p.
5. **Васильев С. А., Медведков О. И., Королев И. Г. и др.** Волоконные решетки показателя преломления и их применения // Квантовая электроника. 2005. **35**, № 12. С. 1085–1103.
6. **Meltz G., Morey W. W., Glenn W. H.** Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method // Opt. Lett. 1989. **14**, Is. 15. P. 823–825.
7. **Lemaire P. J., Atkins R. M., Mizrahi V., Reed W. A.** High pressure H<sub>2</sub> loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO<sub>2</sub> doped optical fibers // Electron. Lett. 1993. **29**, Is. 13. P. 1191–1192.
8. **Bilodeau F., Johnson D. C., Theriault S. et al.** An all-fiber dense-wavelength-division multiplexer/demultiplexer using photoimprinted Bragg gratings // IEEE Photon. Technol. Lett. 1995. **7**, Is. 4. P. 388–390.
9. **Mokhtar M. R., Goh C. S., Butler S. A. et al.** Fiber Bragg grating compression-tuned over 110 nm // Electron. Lett. 2003. **39**, N 6. P. 509–510.
10. **Iocco A., Limberger H. G., Salathe R. P.** Tension and compression tuned Bragg grating filter // European Conference on Optical Communication (ECOC). Madrid, Spain, 1998. P. 229–230.
11. **Iocco A., Limberger H. G., Salathe R. P.** Bragg grating fast tunable filter for wavelength division multiplexing // Journ. Lightwave Technol. 1999. **17**, N 7. P. 1217–1221.
12. **Archambault J.-L., Grubb S. G.** Fiber gratings in lasers and amplifiers // Journ. Lightwave Technol. 1997. **15**, Is. 8. P. 1378–1390.

13. **Медведков О. И., Королев И. Г., Васильев С. А.** Запись волоконных брэгговских решеток в схеме с интерферометром Ллойда и моделирование их спектральных свойств. М., 2004. 46 с. Препр. /ИЦВО РАН; № 6.
14. **Hill K. O., Malo B., Bilodeau F. et al.** Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask // *Appl. Phys. Lett.* 1993. **62**, Is. 10. P. 1035–1037.
15. **Dyer P. E., Farley R. J., Giedl R.** Analysis and application of a 0/1 order Talbot interferometer for 193 nm laser grating formation // *Opt. Commun.* 1996. **129**, Is. 1–2. P. 98–108.
16. **Rourke H. N., Baker S. R., Byron K. C.** Fabrication and characterization of long, narrowband fiber gratings by phase mask scanning // *Electron. Lett.* 1994. **30**, N 16. P. 1341–1342.
17. **Martin J., Lauzon J., Thibault S., Ouellette F.** Novel writing technique of long and highly reflective in-fiber Bragg gratings and investigation of the linearly chirped component // *Proc. of the Conference on Optical Fiber Communications*. 1994. Vol. 4. Paper PD29-1. P. 138.
18. **Malo B., Thériault S., Johnson D. C. et al.** Apodized in-fiber Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask // *Electron. Lett.* 1995. **31**, Is. 3. P. 223–225.
19. **Albert J., Hill K. O., Malo B. et al.** Apodization of spectral response of fiber Bragg gratings using phase mask with variable diffraction efficiency // *Electron. Lett.* 1995. **31**, Is. 3. P. 222–223.
20. **Loh W. H., Cole M. J., Zervas M. N. et al.** Complex grating structures with uniform phase masks based on the moving fiber-scanning beam technique // *Opt. Lett.* 1995. **20**, Is. 20. P. 2051–2053.
21. **Cole M. J., Loh W. H., Laming R. I., Zervas M. N.** Moving fibre/phase mask scanning beam technique for writing arbitrary profile fibre gratings with a uniform phase mask // *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides: Fundamentals and Applications*. 1995. Vol. 22. OSA Technical Series. PD1.
22. **Petermann I., Sahlgren B., Helmfrid S. et al.** Fabrication of advanced fiber Bragg gratings by use of sequential writing with a continuous-wave ultraviolet laser source // *Appl. Opt.* 2002. **41**, Is. 6. P. 1051–1056.
23. **Neustruev V. B.** Colour centres in germanosilicate glass and optical fibres // *Journ. Phys.: Condens. Matter*. 1994. **6**, Is. 35. P. 6901–6936.
24. **Suzaki Y., Iwata H., Nakayama K. et al.** Apodization method owing to the finite length of UV laser coherence in fabricating fiber Bragg gratings // *Jap. Journ. Appl. Phys.* 2006. **45**, N 12. P. 9100–9102.
25. **Абдуллина С. Р., Бабин С. А., Власов А. А., Каблуков С. И.** Внутриволновое удвоение частоты генерации в широкоапертурном аргоновом лазере // *Квантовая электроника*. 2005. **35**, № 9. С. 857–861.
26. **Steinbach A., Rauner M., Cruz F. C., Bergquist J. C.** CW second harmonic generation with elliptical Gaussian beams // *Opt. Commun.* 1996. **123**, N 1. P. 207–214.
27. **Abdullina S. R., Babin S. A., Churkin D. V. et al.** Fiber Bragg grating written by frequency-doubled argon laser for sensor applications // *Proc. SPIE*. 2002. **4900**. P. 443–446.
28. **Абдуллина С. Р., Бабин С. А., Власов А. А., Каблуков С. И.** Особенности записи волоконных брэгговских решеток гауссовым пучком // *Квантовая электроника*. 2006. **36**, № 10. С. 966–970.
29. **Абдуллина С. Р., Власов А. А., Бабин С. А.** Сглаживание спектра волоконных брэгговских решеток в схеме записи с интерферометром Ллойда // *Квантовая электроника*. 2010. **40**, № 3. С. 259–263.

30. **Belai O. V., Podivilov E. V., Shapiro D. A.** Group delay in Bragg grating with linear chirp // *Opt. Commun.* 2006. **266**, N 2. P. 512–520.
31. **Абдуллина С. Р., Немов И. Н., Бабин С. А.** Метод подавления боковых резонансов в спектре волоконных брэгговских решёток за счёт поперечного сдвига фазовой маски относительно волокна // *Квантовая электроника.* 2012. **42**, № 9. С. 794–798.
32. **Курков А. С., Дианов Е. М.** Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // *Квантовая электроника.* 2004. **34**, № 10. С. 881–900.
33. **Абдуллина С. Р., Бабин С. А., Власов А. А. и др.** Полностью волоконный иттербиевый лазер, перестраиваемый в диапазоне 45 нм // *Квантовая электроника.* 2007. **37**, № 12. С. 1146–1148.
34. **Абдуллина С. Р., Бабин С. А., Каблуков С. И. и др.** Перестраиваемые волоконные брэгговские решетки // Тр. Российского семинара по волоконным лазерам. Новосибирск, 4–6 апреля 2007. С. 21–22.
35. **Буфетов И. А., Бубнов М. М., Мелькумов М. А. и др.** Волоконные Yb-, Er—Yb- и Nd-лазеры на световодах с многоэлементной первой оболочкой // *Квантовая электроника.* 2005. **35**, № 4. С. 328–334.
36. **Дианов Е. М., Буфетов И. А., Машинский В. М. и др.** Волоконные ВКР-лазеры с длиной волны генерации более 2 мкм // *Квантовая электроника.* 2004. **34**, № 8. С. 695–697.
37. **Cierullies S., Krause M., Renner H., Brinkmeyer E.** Widely tunable CW Raman fiber laser supported by switchable FBG resonators // *European Conference on Optical Communication (ECOC).* Rimini, Italy, 2003. Paper Tu3.2.3. P. 224–225.
38. **Курков А. С., Дианов Е. М., Парамонов В. М. и др.** Мощные волоконные ВКР-лазеры в диапазоне 1,22–1,34 мкм // *Квантовая электроника.* 2000. **30**, № 9. С. 791–793.
39. **Бабин С. А., Курков А. С., Потапов В. В., Чуркин Д. В.** Влияние локального изменения температуры на спектральные характеристики волоконного ВКР-лазера // *Квантовая электроника.* 2003. **33**, № 12. С. 1096–1100.
40. **Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I. et al.** All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum // *Opt. Express.* 2007. **15**, N 13. P. 8438–8443.
41. **Babin S. A., Churkin D. V., Podivilov E. V.** Intensity interactions in cascades of a two-stage Raman fiber laser // *Opt. Commun.* 2003. **226**, N 1–6. P. 329–335.
42. **Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I., Podivilov E. V.** Raman gain saturation at high pump and Stokes powers // *Opt. Express.* 2005. **13**, N 16. P. 6079–6084.
43. **Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.** Single frequency single polarization DFB fiber laser // *Laser Phys. Lett.* 2007. **4**, N 6. P. 428–432.
44. **Vlasov A. A., Churin D. E., Babin S. A.** The features of characterization of the fiber Bragg gratings with phase shift for the distributed-feedback lasers written in the polarization-maintaining Ytterbium-doped fiber // *Laser Phys.* 2010. **20**, N 12. P. 2045–2049.
45. **Никулин М. А., Бабин С. А., Дмитриев А. К. и др.** Иттербиевый волоконный лазер с распределенной обратной связью с низким уровнем частотных шумов // *Квантовая электроника.* 2009. **39**, № 10. С. 906–910.
46. **Kablukov S. I., Zlobina E. A., Podivilov E. V., Babin S. A.** Output spectrum of Yb-doped fiber lasers // *Opt. Lett.* 2012. **37**, N 13. P. 2508–2510.
47. **Политко М. О., Каблуков С. И., Немов И. Н., Бабин С. А.** Эффективность генерации второй гармоники многочастотного излучения волоконного иттербиевого лазера // *Квантовая электроника.* 2013. **43**, № 2. С. 99–102.

48. **Denisov A. V., Kuznetsov A. G., Kharenko D. S. et al.** Frequency doubling and tripling in a Q-switched fiber laser // *Laser Phys.* 2011. **21**, N 2. P. 277–282.
49. **Кузнецов А. Г.** Волоконные лазеры с модуляцией добротности резонатора и управляемым спектром генерации // *Автометрия.* 2013. **49**, № 4. С. 79–99.
50. **Камунин В. А., Kablukov S. I., Raspopin K. S. et al.** All-fiber Ho-doped laser tunable in the range of 2.045–2.1  $\mu\text{m}$  // *Laser Phys. Lett.* 2012. **9**, N 12. P. 893–895.
51. **El-Taher A. E., Harper P., Babin S. A. et al.** Effect of Rayleigh-scattering distributed feedback on multiwavelength Raman fiber laser generation // *Opt. Lett.* 2011. **36**, N 2. P. 130–132.
52. **Kablukov S. I., Dontsova E. I., Zlobina E. A. et al.** LD-pumped Raman fiber laser operating below 1  $\mu\text{m}$  // *Laser Phys. Lett.* 2013. **10**, N 8. 085103.

*Поступила в редакцию 19 апреля 2013 г.*

---