

Волоконные решетки показателя преломления и их применения

С.А.Васильев, О.И.Медведков, И.Г.Королев, А.С.Божков, А.С.Курков, Е.М.Дианов

Дан краткий обзор современного состояния исследований в области фоточувствительности волоконных световодов и фотоиндуцированных волоконных решеток показателя преломления. Рассмотрены наиболее важные свойства волоконных решеток, основные методы их изготовления и области применения. Приведены фоточувствительные составы кварцевых стекол и указаны методы повышения их фоточувствительности.

Ключевые слова: волоконный световод, волоконная брэгговская решетка, показатель преломления, длиннопериодная решетка.

1. Введение

Явление фоторефрактивности легированного кварцевого стекла, т.е. его способность изменять показатель преломления (ПП) под действием излучения, в настоящее время активно исследуется и находит широкое применение в системах волоконно-оптической связи, волоконных лазерах, системах измерения различных физических величин и др. В научной литературе для описания происходящих при облучении стекла процессов часто употребляют более широкое понятие – «фоточувствительность», имея в виду то, что при облучении стекла изменяется не только его ПП, но и ряд других материальных свойств. По этой тематике уже опубликовано несколько тысяч научных статей, проводятся международные конференции (Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and Waveguides: Applications and Fundamentals, BGPP) и научные школы для молодых ученых (Summer School on Photosensitivity in Optical Waveguides and Glasses, POWAG), выходят тематические выпуски журналов [1] и монографии [2, 3].

Формирование стабильных во времени решеток ПП в волоконных световодах (ВС) впервые было обнаружено в 1978 г. [4]. Авторы этой работы в своих экспериментах вводили излучение одночастотного аргонового лазера в сердцевину германосиликатного ВС. Через несколько минут после начала облучения было отмечено сильное отражение излучения, возникавшее из-за некоторой модификации свойств ВС. Авторы объяснили это тем, что в результате френелевского отражения от противоположного торца ВС в нем создается стоячая волна, в максимумах которой изменяется ПП, что приводит к образованию решетки, отражающей излучение в соответствии с условием Брэгга и усиливающейся по мере облучения. Позже было показано, что процесс фотоиндуцированного изменения (увеличения) ПП видимым излучением

является двухфотонным [5], а в 1989 г. была предложена запись решеток ПП в германосиликатном ВС ультрафиолетовым излучением через боковую поверхность световода; при этом использовалось однофотонное возбуждение полосы поглощения германосиликатного стекла [6]. Именно последняя публикация, открывшая возможность изменения спектральных параметров решеток в весьма широких пределах и показавшая реальные перспективы практического применения волоконных решеток, стимулировала активные исследования в области создания фотоиндуцированных структур в ВС.

В настоящем обзоре описаны наиболее важные свойства и характеристики основных типов фотоиндуцированных волоконных решеток ПП, представлены основные методы формирования таких решеток и используемые для этого источники излучения, рассмотрены фоточувствительные составы стекол и типы фоточувствительности в германосиликатных ВС, а также указаны наиболее важные применения волоконных брэгговских решеток.

2. Основные типы волоконных решеток показателя преломления

Волоконная решетка ПП представляет собой участок ВС (как правило, одномодового), в сердцевине которого индуцирована периодическая структура ПП с периодом Λ , имеющая определенное пространственное распределение, схематически показанное на рис.1. Как правило, решетка формируется в фоточувствительной сердцевине

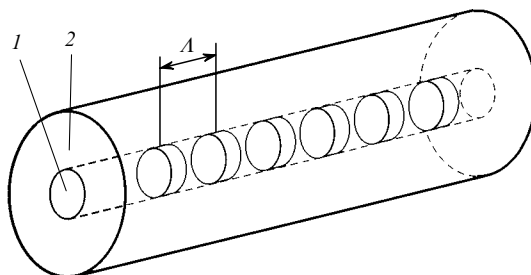


Рис.1. Схема волоконной решетки показателя преломления: 1 – фоточувствительная сердцевина ВС; 2 – кварцевая оболочка.

С.А.Васильев, О.И.Медведков, И.Г.Королев, А.С.Божков, А.С.Курков, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: sav@fo.gpi.ru; ivan@fo.gpi.ru

Поступил в редакцию 19 сентября 2005 г.

ВС 1, в то время как ПП кварцевой оболочки 2 остается неизменным. Такая структура обладает уникальными спектральными характеристиками, которые и определяют ее широкое применение в различных устройствах волоконной оптики. Например, наиболее важным свойством волоконных брэгговских решеток является узкополосное отражение оптического излучения, относительная спектральная ширина которого может составлять 10^{-6} и менее.

Преимущества волоконных фотоиндуцированных решеток в сравнении с альтернативными отражающими элементами (например, интерференционными зеркалами и объемными дифракционными решетками) очевидны: это широкое разнообразие получаемых спектральных и дисперсионных характеристик, многие из которых могут быть реализованы только на основе волоконных решеток ПП, полностью волоконное исполнение, низкие оптические потери, относительная простота изготовления и ряд других.

Электромагнитную волну, распространяющуюся по ВС, можно представить в виде комбинации направляемых и излучательных мод световода. Направляемым модам соответствует набор постоянных распространения β_i , в то время как излучательные моды образуют континуум β . В отсутствие возмущений поля волны в ВС эти моды распространяются без взаимодействия друг с другом.

Структура волоконной решетки ПП выбирается таким образом, чтобы обеспечить необходимое резонансное взаимодействие между заданными модами ВС. Отметим, что теория резонансных взаимодействий на периодических структурах детально разработана, широко используется в различных областях физики и в большинстве случаев применима для описания свойств волоконных решеток. Взаимодействие мод ВС обычно описывается с помощью теории связанных мод [7], в рамках которой предполагается, что на определенной длине волны только две моды удовлетворяют условию фазового синхронизма и, следовательно, могут эффективно передавать друг другу энергию. Кроме того, предполагается, что поля мод в присутствии слабого периодического возмущения остаются неизменными. Указанные условия выполняются в большинстве случаев, рассмотренных ниже.

Две моды взаимодействуют на однородной решетке ПП, т.е. на структуре, в которой ПП периодически изменяется с постоянным периодом Λ , если выполняется условие фазового синхронизма

$$\beta_2 - \beta_1 = \frac{2\pi N}{\Lambda}, \quad (1)$$

где β_1 и β_2 – постоянные распространения рассматриваемых мод; N – целое число, характеризующее порядок, в котором реализуется межмодовое взаимодействие. Постоянная распространения моды выражается следующим соотношением: $\beta_i = 2\pi n_{\text{eff}}^i / \lambda$, где n_{eff}^i – эффективный ПП i -й моды; λ – длина волны в вакууме.

Рассмотрим взаимодействие основной моды ВС $\text{HE}_{11}(\text{LP}_{01})$ с другими направляемыми и излучательными модами. На рис.2 приведены различные типы межмодовой связи для $N = 1$ [8]. По вертикальной оси отложен эффективный ПП мод ВС (n_{co} , n_{cl} и n_{ext} – ПП сердцевин, оболочки и внешней среды соответственно). Положительное и отрицательное направления вертикальной оси

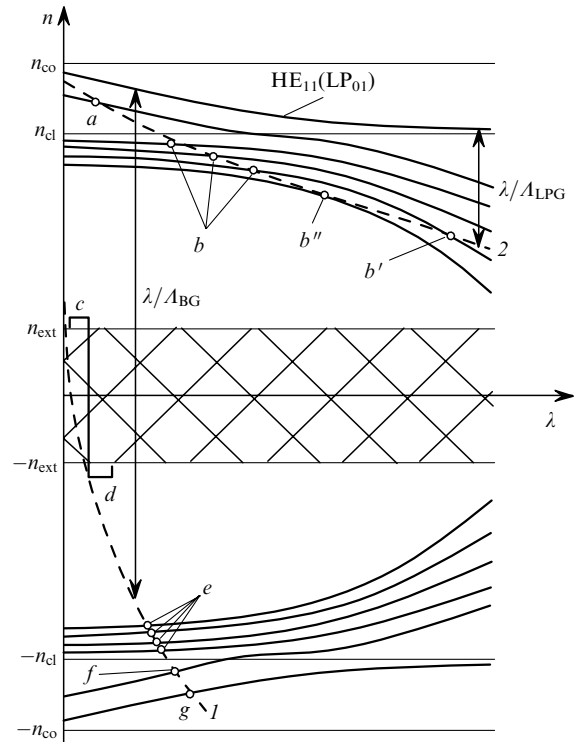


Рис.2. Диаграмма, демонстрирующая выполнение условия фазового синхронизма между основной модой $\text{HE}_{11}(\text{LP}_{01})$ и другими модами ВС.

характеризуют моды ВС, распространяющиеся по отношению к исходной основной моде HE_{11} в прямом и обратном направлениях соответственно. На рисунке приведены дисперсионные кривые для мод сердцевин ($n_{\text{cl}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{co}}$) и оболочки ($n_{\text{ext}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{cl}}$). Заштрихованная область соответствует излучательным модам ВС. Штриховыми линиями 1 и 2 обозначены значения $n_{\text{eff}}^{\text{co}} - \lambda/\Lambda$ для решеток с малым ($\Lambda_{\text{BG}} \leq 1$ мкм, волоконные брэгговские решетки (ВБР)) и большим ($\Lambda_{\text{LPG}} \geq 100$ мкм, длиннопериодные волоконные решетки (ДПВР)) периодами; $n_{\text{eff}}^{\text{co}}$ – эффективный ПП основной моды.

Точки пересечения этих кривых с дисперсионными кривыми различных мод задают длины волн, на которых выполняется условие фазового синхронизма (1). Отметим, что при больших периодах Λ на решетке возникает связь с модами, распространяющимися в том же направлении, а при малых – с модами, имеющими противоположное направление распространения. На рис.2 наглядно иллюстрируется связь основной моды сердцевин с различными модами сердцевин (a, f, g), оболочки (b, e) и излучательными модами (линии c, d), распространяющимися в прямом ($a - c$) и обратном ($d - g$) направлениях.

Примечательно, что одна и та же решетка на разных длинах волн может связывать основную моду сердцевин с модами различных типов и направлений распространения. Так, в спектрах ВБР с большим коэффициентом отражения с коротковолновой стороны от основной полосы отражения обычно присутствуют резонансы, связанные с возбуждением оболочечных мод [9] (точки e на рис.2). Как правило, в спектрах ДПВР резонансная связь с модами оболочки более высокого порядка реализуется на больших длинах волн [10] (b). Вместе с тем при определенных параметрах ВС и решетки может возникать обратное пересечение указанных дисперсионных зависимо-

стей (точка b'), что приводит к дополнительному резонансному взаимодействию с той же модой оболочки. Отметим, что спектральная чувствительность такого пика к внешним воздействиям имеет противоположный знак по сравнению с «обычным» резонансным пиком [11]. Особым случаем резонансного взаимодействия на ДПВР является соприкосновение рассматриваемых дисперсионных кривых (точка b''), характеризующееся значительным уширением пика поглощения ДПВР, а также тем, что в этом случае внешние воздействия проявляются главным образом не в смещении резонансной длины волны, а в изменении глубины пика [11].

В дополнение к вышеперечисленным типам решеток следует упомянуть о так называемых модовых и поляризационных конвертерах – менее распространенных, но также имеющих ряд интересных применений решетках. В модовых конвертерах [12], записанных в маломодовых ВС, происходит перевод излучения из одной моды сердцевинки в другую (точки a и f на рис.2). Аналогичный процесс реализуется в поляризационных конвертерах, где на решетке, записанной в двулучепреломляющем ВС, осуществляется взаимодействие мод, имеющих взаимно перпендикулярное направление поляризации электрического поля [13, 14].

3. Волоконные брэгговские решетки

Волоконные брэгговские решетки связывают основную моду ВС с той же модой, распространяющейся в противоположном направлении. Это означает, что на определенной длине волны ($\lambda_{BG} = 2n_{eff}^{co}L_{BG}$) распространяющееся по ВС излучение в соответствии с (1) отражается от решетки полностью или частично. Характеристики этого отражения зависят от параметров решетки. Для однородной решетки длиной L коэффициент отражения R на резонансной длине волны λ_{BG} выражается как $R = \tanh^2(\kappa_{BG}L)$, где $\kappa_{BG} = \pi\Delta n_{mod}\eta_{BG}/\lambda_{BG}$ – коэффициент связи; Δn_{mod} – амплитуда модуляции ПП в первом порядке разложения формы штриха в ряд Фурье;

$$\eta_{BG} = \int_0^a |E_{co}|^2 r dr / \int_0^\infty |E_{co}|^2 r dr$$

– доля мощности основной моды, которая распространяется по сердцевине ВС радиусом a ; E_{co} – амплитуда электрического поля основной моды.

Спектральная ширина резонанса однородной брэгговской решетки, измеренная между первыми нулями коэффициента отражения в ее спектре, выражается следующим соотношением:

$$\Delta\lambda_{BG,0} = 2\lambda_{BG} \frac{L_{BG}}{L} \left[1 + \left(\frac{\kappa_{BG}L}{\pi} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Как видно из (2), для решеток с небольшим коэффициентом отражения ($\kappa_{BG}L \ll \pi$) относительная спектральная ширина $\Delta\lambda/\lambda$ зависит только от количества штрихов в решетке $N_{BG} = L/L_{BG}$. В то же время с увеличением $\kappa_{BG}L$ спектральная ширина резонанса возрастает и становится пропорциональной коэффициенту связи при $\kappa_{BG}L \gg \pi$. Для иллюстрации спектральных свойств ВБР на рис.3 представлены зависимости коэффициента отражения R и групповой задержки τ от длины волны, рассчитанные для решеток длиной $L = 5$ мм при $\kappa_{BG}L = 0.38$ и 5.7.

Расчет спектров отражения, представленных на рис.3, проводился для одного и того же периода решеток, выбранного таким образом, чтобы для невозмущенной сердцевинки резонансная длина волны λ_{BG} соответствовала 1500.0 нм. При записи решетки ее резонансная длина волны смещается в длинноволновую область, что обусловлено увеличением среднего ПП n_{eff} при УФ облучении световода. Этот сдвиг зависит от контраста интерференционной картины и, как правило, при записи решетки не превышает 1 нм (рис.3).

В спектрах однородных решеток, как ВБР, так и ДПВР, обычно наблюдаются боковые максимумы (рис.3), положение которых определяется длиной решетки. Для частичного или полного подавления этих максимумов применяется так называемая аподизация решеток, под которой подразумевается плавное изменение амплитуды модуляции наведенного ПП в решетке по ее длине [15]. Так, применение гауссовой огибающей профиля наведенного ПП в случае ВБР (рис.4) позволяет устранить боковые максимумы с длинноволновой стороны от основного резонанса. Наличие боковых максимумов с коротковолновой стороны вызвано изменением среднего наведенного ПП $\Delta n_{avr}(z)$ в решетке; их можно устранить, если обеспечить постоянство этой величины по всей длине решетки (см. рис.5) [16].

Для компенсации временной дисперсии световых импульсов в современных волоконно-оптических линиях

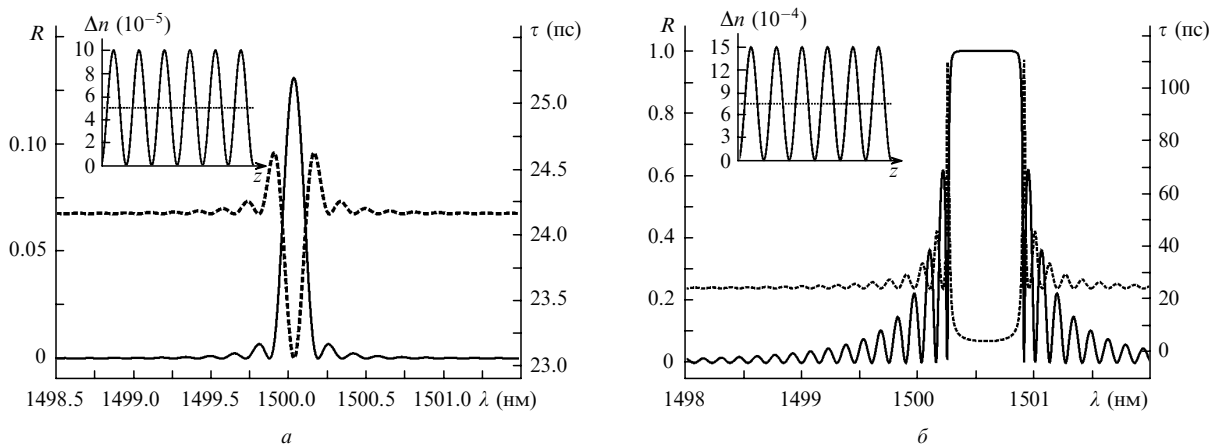


Рис.3. Спектр отражения $R(\lambda)$ (сплошная кривая) и групповая задержка $\tau(\lambda)$ (штриховая кривая) однородных брэгговских решеток при $\kappa_{BG}L = 0.38$ (а) и 5.7 (б). На врезках приведен профиль ПП, наведенного в решетках.

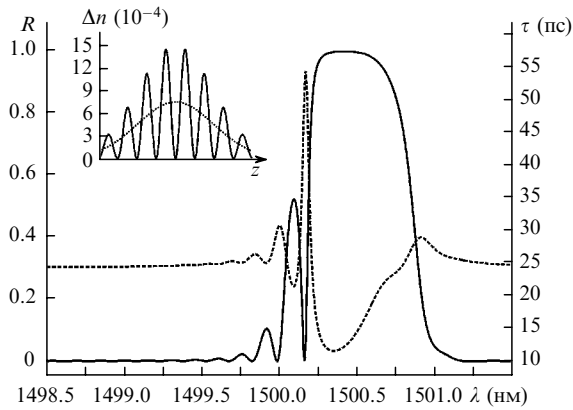


Рис.4. Спектр отражения $R(\lambda)$ (сплошная кривая) и групповая задержка $\tau(\lambda)$ (штриховая кривая) для ВБР с гауссовой огибающей профиля наведенного ПП.

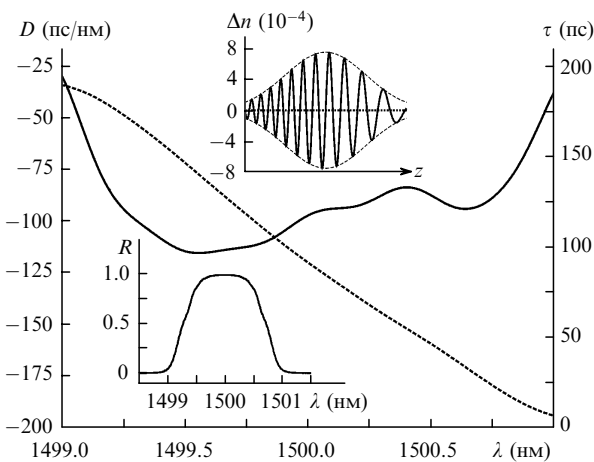


Рис.5. Дисперсия $D(\lambda)$ (сплошная кривая) и групповая задержка $\tau(\lambda)$ (штриховая кривая) брэгговской решетки с гауссовой огибающей профиля наведенного ПП и переменным периодом. На врезках – спектр отражения решетки $R(\lambda)$ и схематический профиль наведенного ПП $\Delta n(z)$.

связи значительный интерес представляют решетки, резонансная длина волны которых заданным образом меняется вдоль их длины непрерывно [17] или ступенчато [18]. Такие chirпированные решетки имеют широкий спектр отражения/пропускания (свыше 100 нм [19]) или большую дисперсию (более 1000 пс/нм [20]). Запись решеток этого типа производится при изменении периода модуляции наведенного ПП [21] или эффективного ПП основной моды [22] по длине решетки. Для иллюстрации на рис.5 представлены расчетные спектральные характеристики ВБР с переменным периодом, соответствующим линейному изменению резонансной длины волны 1 нм/см, и гауссовым профилем огибающей амплитуды модуляции ПП при постоянном среднем ПП.

В литературе выделяют несколько специальных структур ВБР [2, 3, 16]. К наиболее важным из них следует отметить:

– Решетки с фазовыми сдвигами в структуре (phase-shifted Bragg grating). Внесение фазового сдвига приводит к появлению внутри полосы отражения узкой области пропускания, ширина которой обычно составляет несколько десятков мегагерц. Для примера на рис.6 приведен расчетный спектр пропускания такой решетки. Фазовый сдвиг в решетке может быть сформирован как на стадии

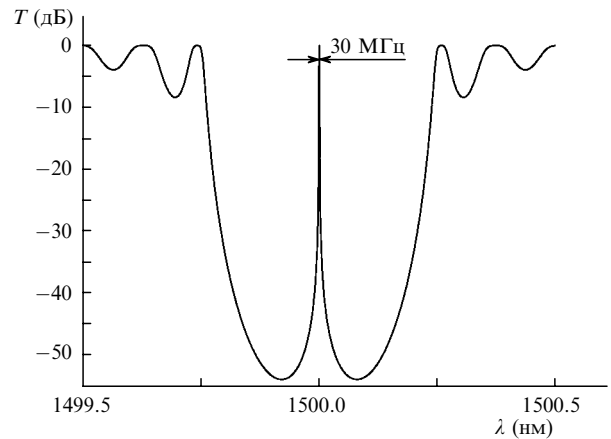


Рис.6. Спектр пропускания ВБР длиной 10 мм с фазовым сдвигом π в середине.

записи всей структуры [23], так и путем отдельного его наведения в предварительно записанной решетке [24]. При увеличении фазового сдвига (обычно это реализуется путем записи двух пространственно разнесенных решеток с одинаковой λ_{BG}) число областей пропускания в полосе отражения увеличивается, и такая структура по аналогии с объемной оптикой обычно называется интерферометром (или фильтром) Фабри – Перо.

– Суперструктура на основе ВБР (superstructured/sampled Bragg grating) [25, 26]. Если параметры ВБР периодически изменяются по длине с периодом, много большим собственного периода решетки (обычно 0.1 – 10 мм), то в ее спектре возникают несколько узкополосных пиков, заполняющих определенный спектральный интервал. Такую суперструктуру, как правило, изготавливают путем последовательной записи отдельных периодически расположенных ВБР.

– Суперпозиция нескольких ВБР (superimposed Bragg grating) [27]. При высокой фоточувствительности ВС в одном и том же месте сердцевины может быть записано несколько последовательно наложенных друг на друга решеток с различными периодами. Наложение каждой следующей решетки приводит к уменьшению коэффициента отражения предыдущих, тем не менее была продемонстрирована запись суперпозиции семи ВБР с коэффициентами отражения 50 % – 60 % [27].

– Брэгговские решетки с наклонными штрихами (tilted/blazed Bragg grating) [28]. Наклон плоскости штриха ВБР по отношению к оси ВС позволяет увеличить связь основной моды ВС с модами оболочки или излучательными модами. На основе таких решеток удается реализовать волоконные неотражающие фильтры различной ширины, которые могут быть также использованы для модификации спектров усиления и люминесценции широкополосных источников оптического излучения [28].

– Брэгговские решетки, записанные в многомодовых ВС (multimode fiber Bragg grating) [29]. В указанной работе была рассмотрена возможность записи ВБР в нескольких типах стандартных многомодовых или маломодовых ВС. В частности было показано, что в многомодовом ВС с градиентным профилем ПП спектр отражения ВБР состоит примерно из 20 спектрально разрешенных пиков, соответствующих резонансам различных мод и расположенных на длине волны ~ 1550 нм внутри области шириной ~ 10 нм. Естественно, что спектр многомодовых ВБР в значительной степени зависит от модо-

вого состава распространяющегося по ВС излучения, что открывает возможность анализа степени возбуждения тех или иных волноводных мод.

Резонансная длина волны ВБР λ_{BG} зависит от температуры ВС и от приложенных к нему механических растягивающих или сжимающих напряжений. Эта зависимость описывается следующим уравнением [30]:

$$\delta\lambda_{BG} = 2n_{\text{eff}}^{\text{co}} A_{BG} \left\{ \left[1 - \frac{(n_{\text{eff}}^{\text{co}})^2}{2} [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})] \right] \varepsilon + \left[\alpha + \frac{1}{n_{\text{eff}}^{\text{co}}} \frac{dn_{\text{eff}}^{\text{co}}}{dT} \right] \delta T \right\}, \quad (3)$$

где δT – изменение температуры; ε – приложенное механическое напряжение; P_{ij} – коэффициенты Поккельса упругооптического тензора; ν – коэффициент Пуассона; α – коэффициент теплового расширения кварцевого стекла. Это соотношение дает типичные значения сдвига λ_{BG} в зависимости от температуры (~ 0.01 нм/К) и от относительного удлинения ВС ($\sim 10^3 \times \delta LL^{-1}$ нм).

4. Длиннопериодные волоконные решетки

Фотоиндуцированные длиннопериодные волоконные решетки были впервые предложены в работе [31]. Этот тип решеток имеет относительно большой период $A_{LPG} = 100 - 500$ мкм и связывает моду сердцевины ВС с модами оболочки, которые распространяются в том же направлении. Как правило, моды оболочки направляются границей кварцевое стекло – воздух, которая образуется после удаления защитного покрытия с облучаемого участка ВС. Энергия, перешедшая в оболочечную моду, затем поглощается в защитном покрытии на неочищенном участке ВС, что приводит к появлению в спектре пропускания световода с записанной в нем решеткой полосы поглощения с резонансной длиной волны, которая в соответствии с (1) выражается соотношением

$$\lambda_{LPG} = (n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff}}^{\text{cl}}) A_{LPG} = \Delta n_{\text{eff}} A_{LPG}. \quad (4)$$

Оболочка в случае стандартного ВС (диаметр 125 мкм) может направлять большое количество мод ($\sim 10^4$), однако лишь небольшое их число (а именно моды HE_{1m} и EH_{1n} , где m и n – радиальные модовые числа) имеет значительный интеграл перекрытия с полем моды сердцевины, взятый по области, в которой наведена модуляция ПП (для фотоиндуцированных решеток такой областью является германосиликатная сердцевина ВС):

$$\eta_{LPG} = \int_0^a E_{\text{co}} E_{\text{cl}}^* r dr / \left(\int_0^\infty |E_{\text{co}}|^2 r dr \int_0^\infty |E_{\text{cl}}|^2 r dr \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где E_{cl} – амплитуда электрического поля соответствующей моды оболочки. Такие моды имеют аксиальную симметрию и число осцилляций вдоль радиуса ВС, равное радиальному модовому числу [32]. Отметим, что во многих работах используется последовательная (по мере уменьшения постоянной распространения) нумерация оболочечных мод, возбуждаемых на ДПВР [9]. При таком обозначении моды HE_{1m} имеют нечетный номер p , а моды EH_{1n} – четный, причем справедливы следующие соотношения: $p = 2(m - 1) - 1$ и $p = 2n$. Значение ин-

теграла перекрытия для мод HE_{1m} возрастает с увеличением m до $m \leq 10$ и уменьшается, осциллируя, при дальнейшем росте радиального модового числа. Возрастание η_{LPG} для мод EH_{1n} при небольших n происходит значительно более медленно [9], поэтому, как правило, доминирующими пиками поглощения в спектрах ДПВР являются резонансы, связанные с модами HE_{1m} не очень высокого порядка ($m \leq 20$).

Глубина пика поглощения ДПВР в отличие от ВБР является осциллирующей функцией $S = \sin^2(\kappa_{LPG} L)$, где κ_{LPG} – коэффициент связи, который, как и в случае ВБР, выражается соотношением $\kappa_{LPG} = \pi \Delta n_{\text{mod}} \eta_{LPG} / \lambda_{LPG}$, где λ_{LPG} – резонансная длина волны ДПВР. При $\kappa_{LPG} L = \pi/2$ на длине волны λ_{LPG} происходит полная передача энергии из моды сердцевины в соответствующую моду оболочки, поэтому для практических целей наиболее часто используются ДПВР с $\kappa_{LPG} L \leq \pi/2$.

Полная спектральная ширина пика ДПВР в области первой осцилляции $\kappa_{LPG} L \leq \pi$, измеренная по первым нулям коэффициента отражения, выражается следующим соотношением:

$$\Delta\lambda_{LPG,0} = 2\alpha_{\text{BRF}} \lambda_{LPG} \frac{A_{LPG}}{L} \left[1 - \left(\frac{\kappa_{LPG} L}{\pi} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где α_{BRF} – коэффициент, корректирующий ширину пика (BRF – bandwidth refinement factor), который может быть как больше, так и меньше единицы [33]. Введение этого дополнительного коэффициента необходимо для учета спектральной зависимости величины $\Delta n_{\text{eff}}(\lambda)$.

Для иллюстрации особенностей ДПВР на рис.7 представлен спектр пропускания решетки длиной 10 мм с периодом 122 мкм, рассчитанный для ВС с диаметром оболочки 80 мкм и ступенчатым профилем ПП в сердцевине (разность ПП сердцевины и оболочки $\Delta n = 0.02$) и длиной волны отсечки первой высшей моды $\lambda_c = 0.9$ мкм. При расчете индуцированный ПП был выбран равным 5×10^{-4} .

Приведенный спектр соответствует ситуации, схематически изображенной на рис.2 (кривая 2). Участок спектра при $\lambda < 1500$ нм является типичным для ДПВР: в этой области происходит монотонное возрастание интенсивности межмодового взаимодействия с ростом радиального модового числа m оболочечных HE_{1m} -мод. Отметим также особенности приведенной ДПВР, обсуждавшиеся при анализе рис.2: наличие в длинноволновой области второго резонанса меньшей интенсивности для

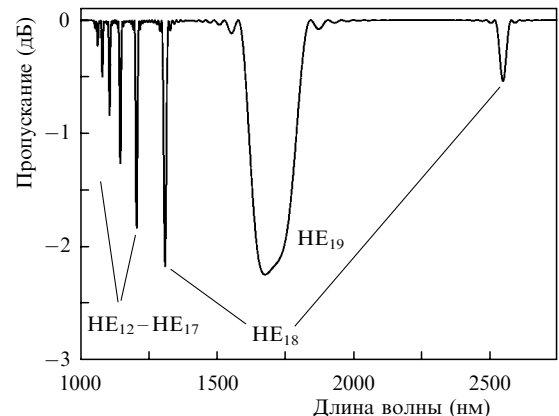


Рис.7. Спектр пропускания однородной ДПВР (параметры решетки приведены в тексте).

моды HE_{18} и значительное уширение пика связи с модой HE_{19} .

Спектральные характеристики ДПВР зависят от таких параметров, как температура, натяжение и изгиб ВС, а также ПП среды, окружающей световод с решеткой [34, 35]. Детальное экспериментальное и теоретическое исследование этих вопросов представлено в опубликованной недавно работе [11].

Влияние температуры T на спектр ДПВР проявляется главным образом в изменении резонансной длины волны λ_{LPG} . Температурная чувствительность резонансной длины волны для ДПВР $\delta\lambda_{LPG}/\delta T$ зависит от номера связываемой оболочечной моды и обычно составляет 0.05–0.1 нм/К. Соотношение, описывающее температурную чувствительность решетки, имеет вид [34]

$$\frac{\delta\lambda_{LPG}}{\lambda_{LPG}} = \delta T \left[\frac{1}{\Delta n_{\text{eff}}} \frac{\partial(\Delta n_{\text{eff}})}{\partial T} + \frac{1}{A_{LPG}} \frac{\partial A_{LPG}}{\partial T} \right] \times \left[1 - A_{LPG} \frac{\partial(\Delta n_{\text{eff}})}{\partial \lambda} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Вторым слагаемым в числителе этого уравнения, представляющим собой коэффициент теплового расширения кварцевого стекла, как правило, можно пренебречь в сравнении с первым. Таким образом, основными факторами, определяющими температурную чувствительность ДПВР, являются термооптические коэффициенты сердцевин и оболочек ВС, а также спектральные зависимости эффективных ПП связываемых мод на рассматриваемой длине волны (второй член в знаменателе выражения (7)). Отметим, что именно уменьшение знаменателя с ростом номера оболочечной моды приводит к увеличению температурной чувствительности пиков ДПВР, наблюдаемой в эксперименте [11, 34].

Чувствительность ДПВР к натяжению исследовалась в работах [11, 35, 36]. Было обнаружено, что в зависимости от типа ВС чувствительность пика поглощения может варьироваться в широком диапазоне – от 15 до –7 нм на 1% относительного удлинения решетки [35]. Величина и знак этого коэффициента определяются разностью упругооптических коэффициентов областей сердцевин и оболочек ВС [11].

Чувствительность положения резонансной длины волны по отношению к изменению внешнего ПП $\delta\lambda_{LPG}/\delta n_{\text{ext}}$ может достигать $\sim 10^4$ нм, если ПП внешней среды немного меньше ПП кварцевой оболочки ВС. Когда $n_{\text{ext}} > n_{\text{cl}}$, резонансная длина волны становится нечувствительной к ПП внешней среды n_{ext} [37].

Спектр пропускания ДПВР имеет довольно высокую чувствительность к изгибу решетки. С одной стороны, это влечет за собой повышенное внимание к фиксации решетки при работе с ней, с другой – открывает перспективу использования таких решеток в качестве датчиков изгиба и деформации. Спектральные изменения, происходящие при изгибе решетки, зависят от геометрии ВС, его профиля ПП, профиля упругих напряжений и некоторых других факторов. Как правило, они проявляются в уменьшении глубины резонансного пика и его смещении в длинноволновую область спектра [38], а также в возникновении дополнительных резонансных пиков, вызванных взаимодействием с модами EH_{1n} . Изменения в спектрах ДПВР при их изгибе столь велики, что относительно легко может быть зарегистрирован изгиб ВС с ра-

диусом ~ 1 м. Если световод, в котором записана решетка, не имеет осевой симметрии или асимметрия создана каким-либо образом в процессе или после изготовления ДПВР, изменение спектра решеток зависит от направления изгиба [39, 40].

Постоянная распространения оболочечных мод зависит от диаметра оболочки ВС. Этот факт позволяет относительно легко осуществить необратимое смещение резонансной длины волны решетки [41]. Диаметр оболочки может быть уменьшен, например, путем химического травления ВС в растворе плавиковой кислоты HF. Такая процедура позволяет сместить резонансную длину волны на довольно большое расстояние, практически не изменяя коэффициент связи решетки. Величина смещения длины волны увеличивается с ростом номера оболочечной моды и для мод высокого порядка может составлять 100 нм и более [41].

Как и в случае ВБР, для подавления боковых максимумов в спектрах ДПВР используется аподизация профиля наведенного ПП [42, 43]. Продемонстрирована запись ДПВР с переменным по длине периодом [42, 44], а также с фазовым сдвигом в структуре решетки [45]. В силу относительно большого периода таких решеток в них удается формировать желаемый профиль отдельного штриха, что позволяет, например, исключить возбуждение резонансов более высоких порядков [42, 43]. Наконец, использование двух разнесенных в пространстве ДПВР позволяет формировать волоконный интерферометр Маха–Цендера, оптическими плечами которого являются моды сердцевин и оболочки в пространстве между решетками [46]. Такой интерферометр, обладая высокой температурной стабильностью, дает возможность, например, измерять наведенный ПП в сердцевине ВС с точностью лучше 10^{-6} [47].

5. Методы изготовления решеток показателя преломления

Фотоиндуцированные решетки ПП, как правило, записываются с помощью достаточно мощного УФ излучения (см. разд.6).

В силу малости периода ВБР ($\lambda \sim 0.5$ мкм) их обычно формируют с использованием интерференционных методов. Поскольку процесс записи необходимой решеточной структуры может длиться до нескольких десятков минут, изготовление качественной решетки возможно лишь при высокой стабильности интерференционной картины. Несмотря на то что число предложенных схем записи ВБР довольно велико [2, 3], можно выделить ряд основных принципов их организации.

В первом интерферометре, с помощью которого записывались брэгговские решетки [6] (рис.8,а), амплитудное разделение исходного УФ пучка осуществлялось светоделительной пластиной. Затем пучки сводились в области расположения облучаемого ВС под определенным углом α друг к другу. Этот угол задает период интерференционной картины, а значит, период ВБР.

Часто для записи ВБР используют интерферометры с пространственным разделением пучка, которые имеют меньшее количество оптических элементов и, следовательно, лучшую стабильность. Такой интерферометр может быть создан, например, с использованием диэлектрического зеркала, которое делит фронт пучка на две равные части (интерферометр Ллойда на рис.8,б). Перест-

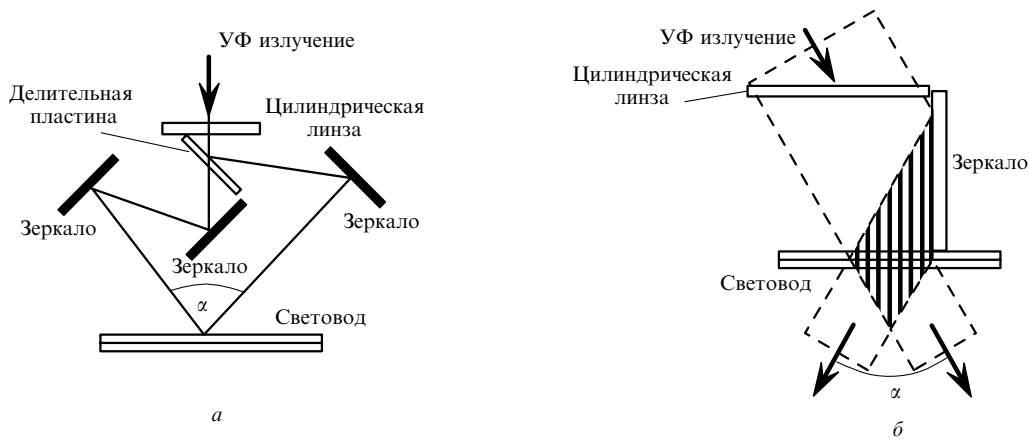


Рис.8. Схемы записи брэгговских решеток в интерферометрах с амплитудным (а) и пространственным (б) разделением пучка УФ излучения.

ройка угла α в данном случае осуществляется путем поворота зеркала вместе с закрепленным на нем ВС, что значительно проще, чем аналогичная перестройка в интерферометре, изображенном на рис.8,а. Отметим, что цилиндрическая линза, используемая в обеих схемах рис.8, служит для фокусировки излучения на ВС (в ряде случаев – на его сердцевину), что, как правило, необходимо для увеличения плотности УФ излучения при записи ВБР. Указанные типы интерферометров позволяют гибко выбирать параметры (период, длина) записываемых решеток, однако требуют высокой пространственной и временной когерентности записывающего излучения.

При записи ВБР через фазовую маску, впервые предложенной в работе [48] (рис.9,а), значительно снижаются требования к когерентности УФ излучения, поэтому в данной схеме часто используются недорогие эксимерные лазеры. В этом методе реализуется интерференция между 1-м и -1-м дифракционными порядками излучения, прошедшего через фазовую маску. Маска, как правило, изготавливается из прозрачного в УФ части спектра кварцевого стекла. Рельеф ее поверхности, обращенной к ВС, выполнен таким образом, чтобы подавить нулевой и другие порядки дифракции (помимо первых) и обеспечить тем самым высокий контраст интерференционной картины. Отметим, что изготавливаемые в настоящее время фазовые маски позволяют записывать структуры ВБР, имеющие переменные по длине период и амплитуду модуляции ПП. Вместе с тем жесткая фиксация возможных параметров ВБР на стадии изготовления маски яв-

ляется одним из основных недостатков указанной схемы. При использовании фазовой маски перестройку резонансной длины волны ВБР в относительно широких пределах можно осуществить в интерферометре Тальбота [49] соответствующим поворотом дополнительных зеркал (рис.9,б).

Отметим также, что для формирования решеток с произвольным распределением индуцированного ПП весьма перспективными являются методы сканирования УФ пучка относительно фазовой маски [50, 51], позволяющие изготавливать сложные решеточные структуры с изменяющимися по длине характеристиками (период, амплитуда модуляции и средний ПП).

Самостоятельным и весьма важным для практики направлением исследований стало изготовление решеток непосредственно в процессе вытяжки ВС [52, 53]. Такая запись позволяет индуцировать серию ВБР с различными λ_{BG} непосредственно перед нанесением на ВС защитного покрытия. Каждая решетка цепочки формируется одним импульсом эксимерного лазера. Перестройка резонансной длины волны перед записью следующей решетки выполняется путем соответствующей перестройки интерферометра (см. рис.8,а). Такой способ позволяет повысить механическую прочность ВС с записанными в нем решетками и формировать большое число решеток в определенных местах световода. Несмотря на то что такие серии решеток весьма привлекательны для распределенного измерения различных физических величин, сложность системы записи и недостаточно высокая ста-

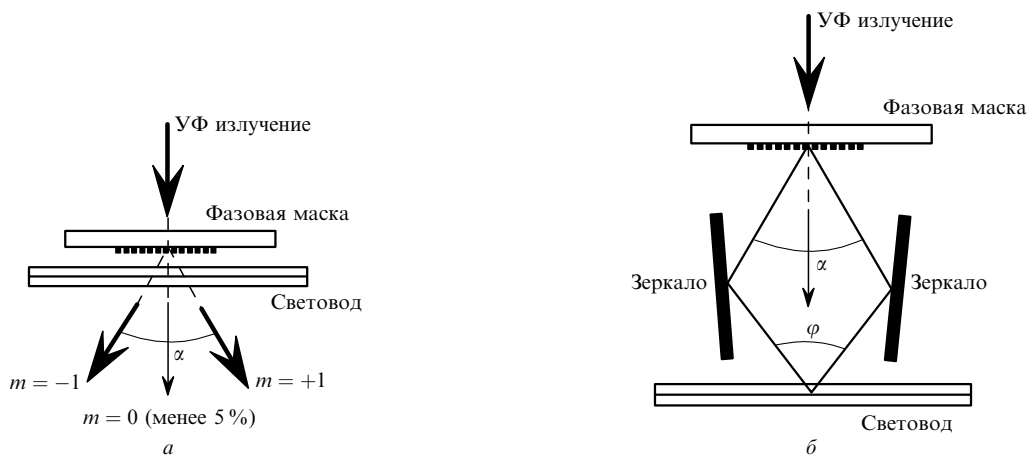


Рис.9. Схемы записи брэгговских решеток с помощью фазовой маски: прямая запись (а) и запись в интерферометре Тальбота (б).

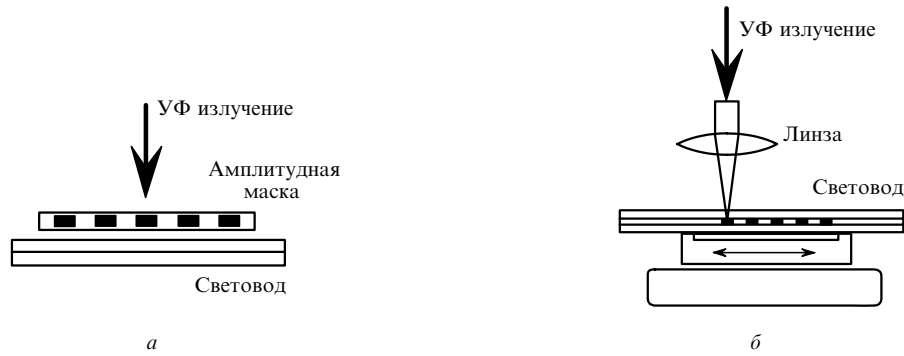


Рис. 10. Способы записи длиннопериодных решеток УФ излучением – с помощью амплитудной маски (а) и пошаговым методом (б).

бильность ее параметров до настоящего времени не позволяют широко использовать этот метод для практических применений.

Методы изготовления ДПВР существенно отличаются от методов записи ВБР, поскольку характерные значения периода таких решеток на 2–3 порядка больше, в связи с чем значительно снижаются требования, накладываемые на механическую стабильность записывающей системы и когерентность УФ излучения. Среди наиболее распространенных способов записи фотоиндуцированных ДПВР следует отметить метод с использованием амплитудной маски [54] и пошаговый метод [55].

При записи ДПВР через амплитудную маску (рис. 10, а), как правило, вся структура решетки формируется одновременно, при этом запись решетки в целом занимает столько же времени, сколько и запись отдельного ее штриха. При использовании импульсных источников этот метод наиболее предпочтителен, т. к. плотность энергии в импульсе нельзя существенно увеличить из-за относительно низкого порога разрушения поверхности кварцевого стекла (~ 1 Дж/см² для излучения эксимерных лазеров).

В пошаговом методе (рис. 10, б) формирование необходимой периодической структуры решетки осуществляется последовательно при помощи механического перемещения ВС относительно сфокусированного на сердцевину лазерного излучения. При записи ДПВР таким способом предпочтительнее использовать непрерывные источники излучения, т. к. при этом может увеличиваться плотность УФ излучения и, следовательно, сокращаться время записи решетки. Пошаговый метод записи является более гибким, т. к. позволяет формировать произвольные профили отдельного штриха и всего распределения амплитуды наведенного ПП, а также изменять период по длине решетки.

Создание ДПВР пошаговым методом возможно также с помощью локального нагрева ВС до высоких температур (более 1000 °С). В результате такого теплового воздействия изменение профиля ПП может происходить в силу ряда причин: механической деформации ВС [56], перераспределения существующих упругих напряжений [57, 58], пространственного перераспределения химического состава стекла из-за термоиндуцированной диффузии элементов, легирующих область сердцевины [59, 60]. Указанное тепловое воздействие может быть осуществлено ИК лазерными источниками (СО₂-лазер [61], СО-лазер [62]) или локализованным электрическим разрядом [63, 64].

Достаточно глубокие (т. е. с достаточно большим коэффициентом связи) термоиндуцированные решетки мо-

гут быть записаны в нефоточувствительных или малофоточувствительных ВС, например в световодах с чисто кварцевой сердцевиной [58]. Поскольку решетки наводятся при локальном прогреве ВС до температуры, близкой к температуре плавления кварцевого стекла, они обладают более высокой температурной стойкостью в сравнении с фотоиндуцированными решетками и не распадаются даже при температурах порядка 1000 °С [62]. В то же время термоиндуцированные решетки, как правило, вносят спектрально-независимые («серые») потери, вызванные механической деформацией ВС при записи. Поскольку зависимость скорости термоиндуцированных процессов от температуры велика, для получения однородных решеток необходима высокая воспроизводимость как температуры прогрева, так и длительности тепловой экспозиции от шага к шагу. Обычно эта воспроизводимость недостаточно высока, что в большинстве случаев приводит к неоднородности спектра, наблюдавшейся в большинстве упомянутых работ. Кроме того, из-за процессов теплопереноса вдоль оси ВС область теплового воздействия, как правило, составляет величину порядка его диаметра, что затрудняет запись решеток с малыми периодами ($\Lambda \leq 200$ мкм).

ДПВР могут быть также получены путем периодической деформации ВС [65] или его травлением [66].

Помимо необратимой записи ДПВР, существуют методы обратимого формирования решеток в ВС. Отметим работу [67], где была продемонстрирована ДПВР, индуцированная бегущей акустической волной с частотой порядка 2 МГц. Эффективность связи и спектральное положение резонанса в этом случае задаются амплитудой и частотой высокочастотного сигнала соответственно, в то время как длина очищенного от полимерной оболочки участка ВС определяет длину решетки и соответственно спектральную ширину резонанса. Особенностью такой решетки является возможность гибкого управления ее спектральными характеристиками и одновременного формирования нескольких ДПВР при подаче сразу нескольких радиочастотных сигналов.

В заключение этого раздела отметим возросшее число публикаций, посвященных изготовлению ДПВР в перспективных в настоящее время микроструктурированных ВС [68–71], в которых запись ВБР в значительной степени затруднена [72].

6. УФ источники, используемые для записи решеток

Механизмы фотоиндуцированного изменения ПП в кварцевом стекле до сих пор недостаточно ясны даже для

наиболее изученных стекол, легированных диоксидом германия. Однако известно, что для германосиликатного стекла фотовозбуждение германиевых кислородно-дефицитных центров (ГКДЦ) [73] играет инициирующую роль в последующей трансформации сетки стекла, которая сопровождается изменением его ПП. В спектре поглощения германосиликатного стекла доминируют две полосы с максимумами на 242 и 330 нм, приписываемые синглет-синглетному и синглет-триплетному поглощениям ГКДЦ соответственно. Фотовозбуждение синглетной полосы осуществляется излучением эксимерного KrF-лазера ($\lambda = 248$ нм), второй гармоники аргонового лазера (244, 257 нм), четвертой гармоники Nd³⁺:YAG-лазера (266 нм) или второй гармоники лазеров на красителях. Эти источники излучения, как правило, и используются для записи решеток ПП.

Полоса триплетного поглощения на три порядка менее интенсивна [73], однако, как следует из работ [55, 74], ее тоже можно использовать для наведения значительного ПП ($\sim 2 \times 10^{-4}$). Сравнительный анализ изменения ПП при синглетном и триплетном фотовозбуждении ГКДЦ показал, что преобладающим механизмом в процессе наведения ПП является трансформация этих центров из возбужденного триплетного состояния вне зависимости от того, какая полоса используется для фотовозбуждения [47]. Привлекательность записи решеток в полосу триплетного поглощения заключается в том, что решетку при этом можно записывать без удаления с ВС защитного полимерного покрытия, которое частично прозрачно в этом диапазоне спектра [75].

Отметим, что излучение эксимерных лазеров на ArF (193 нм) [76] и F₂ (157 нм) [77] также индуцирует значительное изменение ПП кварцевых стекол, причем не только германосиликатных.

В зависимости от фоточувствительности ВС и используемого лазерного источника доза УФ облучения, требуемая для записи решеток ПП, варьируется в диапазоне 1–100 кДж/см², что с учетом плотности излучения соответствует времени облучения от нескольких секунд до нескольких десятков минут.

В последнее время увеличилось число публикаций, посвященных записи решеток ПП с помощью лазерных импульсов фемтосекундной длительности [78, 79]. В силу очень высокой интенсивности излучения ($\sim 10^{13}$ Вт/см²), создаваемой в импульсе такой малой длительности, поглощение излучения в этом случае происходит в результате многофотонного процесса. Подобный механизм наведения ПП не требует наличия в кварцевом стекле фоточувствительных легирующих добавок и водородной обработки (см. разд. 7). Фемтосекундными импульсами, излучаемыми лазером на титанате сапфира ($\lambda = 800$ нм), с использованием соответствующей фазовой маски были записаны качественные ВБР с большим наведенным ПП (10^{-2}) в стандартных ВС типа SMF-28 [78], а также в световодах с чисто кварцевой сердцевиной [80]. Такие решетки можно записывать в произвольном месте ВС, формируя желаемые распределения наведенного ПП по сечению световода. Так, например, в работе [81] это обстоятельство было использовано для формирования периодической структуры в оболочке ВС, что позволило значительно уменьшить коэффициент связи основной моды световода с модами оболочки. Решетки, записанные фемтосекундным излучением, имеют чрезвычайно высокую температурную стойкость (более 1000 °С). В си-

лу относительно большой длины волны записывающего излучения такие ВБР записывают, как правило, с периодом, соответствующим второму или третьему порядку дифракции ($N = 2, 3$ в уравнении (1)).

7. Фоточувствительные составы стекол и методы увеличения фоточувствительности

Величина наведенного ПП в сердцевине ВС зависит от многих факторов, таких как метод и условия изготовления самого световода, тип и концентрация легирующих элементов, длина волны, интенсивность и тип (импульсный или непрерывный) облучения.

К сожалению, фоточувствительность стандартных телекоммуникационных ВС с молярной концентрацией GeO₂ 3%–5% недостаточно высока для эффективной записи в них решеток ПП. Даже при длительном облучении наведенный ПП в таких ВС не превышает 5×10^{-5} . В связи с этим были предприняты значительные усилия, направленные на поиск способов повышения этой величины. В частности было показано, что фоточувствительность германосиликатных ВС увеличивается с ростом концентрации диоксида германия в сердцевине [82], что, главным образом, связано с ростом концентрации ГКДЦ при увеличении степени легирования стекла германием. Обычно поглощение на $\lambda = 242$ нм пропорционально молярной концентрации GeO₂ с коэффициентом пропорциональности 10–40 дБ/(мм·%) [83]. В настоящее время были исследованы ВС с различными концентрациями диоксида германия. В частности было показано, что, начиная с молярной концентрации GeO₂ 20%, в ВС возникает фоточувствительность типа Па (см. разд. 8), которая сохраняется и усиливается с дальнейшим ростом концентрации GeO₂ [84]. Фоточувствительность типа Па проявляется также в ВС, легированных азотом при облучении на $\lambda = 193$ нм [85]. Отметим, что решетки типа Па на практике используются редко, т. к. ВС с этим типом фоточувствительности имеют значительные собственные потери, а также потери при сварке со стандартными ВС.

Заметное повышение концентрации ГКДЦ может быть также достигнуто при синтезе заготовки ВС в условиях дефицита кислорода, например при замене его азотом или инертными газами [86], что позволяет повысить фоточувствительность стекла сердцевины, оставив при этом волноводные свойства волокна практически неизменными [87].

К числу химических элементов, увеличивающих фоточувствительность ВС при совместном легировании с германием, относятся бор [88, 89], олово [90], азот [91], фосфор [92] и сурьма [93].

В ряде работ исследовались ВС, не содержащие GeO₂, профиль ПП в которых формировался легированием другими элементами. Так, было обнаружено, что при облучении на длине волны 193 нм высокую фоточувствительность имеют ВС, легированные азотом [85], фосфором [94, 95], серой [96] и сурьмой [97].

Несмотря на то что был предложен целый ряд составов, обладающих повышенной фоточувствительностью, как правило, ВС на их основе сложны в изготовлении и, кроме того, имеют материальные и волноводные характеристики, отличные от стандартных. Последнее обстоятельство часто приводит к дополнительным потерям на стыковку таких ВС со стандартными и к некоторым другим сложностям при их использовании.

В этой связи значительный интерес представляло увеличение фоточувствительности уже изготовленных ВС, в том числе стандартных, без существенного изменения их собственных характеристик. Оказалось, что насыщение сетки стекла водородом при высокой температуре, например в пламени горелки с высоким содержанием водорода, способно на порядок увеличить наведенный ПП в стандартных ВС [98]. Такая обработка, которая может быть выполнена на небольшом участке ВС, обеспечивает повышенную фоточувствительность этого участка в течение длительного времени. Вместе с тем она приводит к значительному поглощению, вызванному возникновением ОН групп, а также к уменьшению механической прочности ВС.

В работе [99] был предложен принципиально другой способ водородной обработки, которая также существенно увеличивает фоточувствительность германосиликатных ВС и наиболее часто используется на практике. Он заключается в насыщении сетки стекла молекулярным водородом при относительно низких температурах (не более 100 °С). При таких температурах молекулярный водород еще не взаимодействует с сеткой стекла и находится в стекле в физически растворенном состоянии. Для такого насыщения ВС погружают в камеру с водородом при давлении ~ 100 атм. Коэффициент диффузии молекулярного водорода в кварцевом стекле достаточно высок и экспоненциально зависит от температуры [100],

$$D_{H_2} = 2.83 \times 10^{-4} \exp \frac{-40.19(\text{кДж/моль})}{RT} \text{ см}^2/\text{с}$$

(R – газовая постоянная), поэтому практически полное насыщение стандартного ВС (98 % от максимального значения) при комнатной температуре достигается через две недели, а при температуре 100 °С – уже через 12 часов. Молярная концентрация H_2 в сетке стекла при такой обработке достигает 2 % – 3 % [100]. ВС, подвергнутый низкотемпературной водородной обработке, имеет повышенную фоточувствительность до тех пор, пока водород находится в сетке стекла. По мере обратной диффузии водорода в окружающую среду фоточувствительность уменьшается, возвращаясь к своему исходному значению, поэтому световод после водородной обработки следует хранить при пониженной температуре. Так, при $T = -20$ °С уменьшение концентрации водорода на оси ВС в два раза происходит примерно через 2 месяца.

Описанный способ водородной обработки наиболее удобен для практического использования и позволяет в стандартных ВС индуцировать наведенный ПП (~10⁻² [99]), достаточный для большинства приложений. Вместе с тем этот способ также имеет ряд недостатков. В частности температурная стойкость решеток, записанных в ВС с водородом, оказывается относительно невысокой [101], в связи с чем требуется дополнительный отжиг решеток перед их использованием. Следует учитывать и тот факт, что водород, растворенный в стекле, изменяет его ПП, что приводит к некоторому смещению резонансной длины волны решеток [102]. Величина этого смещения зависит от исходной концентрации водорода и может достигать нескольких нанометров для ВБР [103] и нескольких десятков нанометров для ДПВР [104].

Кроме перечисленных сложностей, которые возникают при записи решеток ПП с использованием водорода, следует отметить, что при УФ облучении образуются ОН-

группы, дающие поглощение в ИК области спектра. Индуцированное поглощение на длине волны 1.4 мкм может достигать нескольких дБ/см [105]. Для того чтобы избежать возникновения этого поглощения, вместо водорода используют дейтерий, который имеет большую атомную массу, в связи с чем полосы обусловленного им поглощения значительно смещены в длинноволновую область [106].

Полезное развитие описанной техники низкотемпературной водородной обработки было предложено в работе [107], где было показано, что облучение ВС с растворенным водородом небольшой дозой УФ излучения позволяет «заморозить» высокую фоточувствительность световода, т. е. сохранить ее в течение длительного времени даже после выхода молекулярного водорода из световода. Таким образом, можно подготовить необходимые участки ВС для последующей записи решеток, предварительно облучив их. Оказалось, что такую предварительную обработку можно осуществлять не только на той длине волны, на которой будет проводиться запись решеток, но и на других длинах волн УФ диапазона, в том числе излучением ультрафиолетовой лампы.

Интересное явление было обнаружено в работе [108], где было показано, что механическое растяжение ВС при записи в нем решеток приводит к значительному росту его фоточувствительности. Авторы зарегистрировали трех-четырёхкратное увеличение наведенного ПП при фиксированных параметрах облучения в сравнении с ненапрянутым ВС, что позволяет сократить время записи решеток примерно на порядок. Недостатком этого способа увеличения фоточувствительности является необходимость создания довольно больших деформаций (3 % и более), что требует высокого качества поверхности ВС и механической стабильности системы растяжения при записи решетки. Кроме того, такие растягивающие деформации значительно изменяют резонансную длину волны решетки, что следует учитывать для получения желаемой резонансной длины волны в освобожденном от механической нагрузки ВС.

8. Типы фоточувствительности в германосиликатных световодах

Физические явления, происходящие при облучении германосиликатного стекла УФ излучением, весьма многообразны. Однако имеющиеся в настоящее время экспериментальные факты не удается описать в рамках единой модели. Дело в том, что в процесс изменения ПП кварцевого стекла вносят вклад несколько механизмов, действующих одновременно, а это затрудняет анализ и осмысление результатов. Вместе с тем известно, что значительный вклад в изменение ПП в сердцевине германосиликатных ВС вносит фотоиндуцированная трансформация ГКДЦ, сопровождающаяся образованием новых дефектных центров [109, 110] и деформацией сетки стекла. Последняя проявляется в увеличении плотности стекла [111, 112], в изменении его спектров комбинационного рассеяния [113] и сопровождается ростом упругих напряжений в сердцевине ВС [114].

В настоящее время известно несколько типов фоточувствительности германосиликатных ВС. Они проявляются при различных условиях облучения ВС и отличаются друг от друга по динамике записи, отжига и другим свойствам фотоиндуцированных решеток.

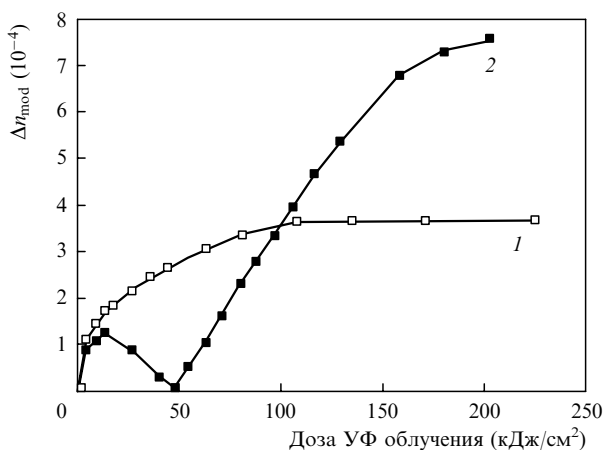


Рис.11. Зависимости амплитуды модуляции наведенного ПП для ВБР, записанных в ВС с молярной концентрацией GeO₂ 12 % (1) и 35 % (2).

Решетки типа I. При молярной концентрации GeO₂ в сердцевине менее 20 % (в том числе в стандартных телекоммуникационных ВС) реализуется фоточувствительность так называемого типа I, которая характеризуется монотонным возрастанием ПП при увеличении дозы УФ облучения [115] (рис. 11, кривая 1). Этот тип фоточувствительности характеризуется степенной зависимостью наведенного ПП от дозы: $\Delta m_{\text{ind}} \sim D^b$, причем показатель степени b , как правило, находится в диапазоне 0.3–0.5. Решетки типа I имеют относительно невысокую температурную стойкость – их заметная деградация наблюдается уже при температурах 200–300 °C [101]. Несмотря на это, подобные решетки наиболее часто используются на практике, т. к. относительно просто записываются в распространенных типах ВС. Считается, что основную роль в формировании решеток этого типа играет индуцированная УФ излучением трансформация дефектных центров германосиликатного стекла и связанное с ней уплотнение сетки. Иногда модификацию дефектных центров, которая сама по себе сопровождается изменением параметров полос поглощения в видимой и УФ частях спектра, а в соответствии с соотношением Крамерса–Кронига – изменением ПП [110], отождествляют с самостоятельным типом фоточувствительности – типом 0. В этом случае под фоточувствительностью типа I подразумевается уплотнение сетки стекла в целом [116]. Вместе с тем указанные процессы, по-видимому, протекают одновременно и, строго говоря, не могут быть выделены в чистом виде.

Решетки типа IIa. При записи ВБР в ВС с высокой молярной концентрацией GeO₂ (20 % и более) после начального роста амплитуды модуляции наведенного ПП (коэффициента отражения) в первом дифракционном порядке решетки ее величина снижается практически до нуля, а затем возрастает вновь, в дальнейшем стремясь к насыщению (рис.11, кривая 2). Анализ динамики коэффициента отражения во втором дифракционном порядке решетки, а также сдвиг резонансной длины волны в процессе ее записи позволяют предположить, что во второй фазе роста коэффициента отражения наведенный ПП в максимумах интерференционной картины УФ излучения становится отрицательным. Явление уменьшения индуцированного ПП при УФ облучении называют фоточувствительностью типа IIa, а решетки, записанные в обла-

сти второго подъема коэффициента отражения, – решетками типа IIa [117].

В настоящее время хорошо известно, что образование решеток типа IIa тесно связано с изменением упругих напряжений в сетке германосиликатного стекла, происходящим при УФ облучении. Об этом свидетельствует, например, тот факт, что формирование решетки типа IIa значительно ускоряется, если к ВС во время записи ВБР приложено растягивающее напряжение [118]. Формирования решеток типа IIa не наблюдается в объемных образцах, где решетки записываются в тонком слое вблизи свободной поверхности образца, и поэтому структура и величина упругих напряжений могут быть другими [119]. В недавних работах [120, 121] было показано, что образование решетки типа IIa сопровождается заметной релаксацией напряжений в области сердцевины ВС, из чего авторы сделали вывод о возникающем разрежении сетки кварцевого стекла.

Примечательно, что после низкотемпературной водородной обработки решетки типа IIa не образуются; они могут быть сформированы только после выхода молекулярного водорода из сетки стекла [122].

Решетки типа II. Значительное изменение постоянной распространения основной моды ВС может быть реализовано путем его облучения лишь одним импульсом эксимерного лазера, если плотность энергии в импульсе около 1 Дж/см². В результате воздействия такого мощного импульса возникает интенсивный прогрев сердцевины ВС, сопровождающийся частичным плавлением граничащей с сердцевиной области оболочки [123]. Решетки, записанные в таком режиме, принято называть решетками типа II, или типа IIb. Недосток решеток типа II заключается в сложности контроля процесса записи, особенно если учесть, что энергия в импульсе эксимерного лазера, как правило, не слишком стабильна от импульса к импульсу. Кроме того, асимметрия наведенного изменения свойств стекла в области сердцевины приводит к эффективному возбуждению оболочечных мод, которое сопровождается значительными потерями излучения с коротковолновой стороны от основного резонанса [123]. К этому следует добавить, что при облучении ВС излучением со столь большими плотностями оптической мощности ($\sim 10^8$ Вт/см²) в ряде случаев происходит частичное повреждение поверхности световода, что резко снижает его механическую прочность. Эти обстоятельства не позволяют широко использовать решетки типа II для практических целей.

Решетки в световодах, подвергнутых водородной обработке. При рассмотрении решеток, индуцированных в подвергнутых водородной обработке ВС, по-видимому, следует говорить о самостоятельном типе фоточувствительности. Под действием УФ облучения молекулярный водород встраивается в сетку германосиликатного стекла, разрывая регулярные связи и модифицируя структурные дефекты. Этот процесс сопровождается образованием структурных групп Si–OH, Ge–OH, Ge–H и H₂O [124, 125].

Дозная зависимость при записи решеток с водородом в ВС с низкой концентрацией германия напоминает степенную зависимость, наблюдающуюся для решеток типа I, однако абсолютная величина наведенного ПП при этом обычно на порядок выше.

Решетки типа Ia. Как было показано в работах [126, 127], в присутствии молекулярного водорода в ВС, леги-

рованных одновременно германием и бором, возникает еще один тип фоточувствительности, характеризующийся сложной динамикой коэффициента отражения и резонансной длины волны. Как и в решетках типа Па, с увеличением дозы УФ облучения рост коэффициента отражения сменяется его уменьшением и последующим новым подъемом. Вместе с тем, в отличие от фоточувствительности типа Па, резонансная длина волны с ростом дозы УФ облучения сдвигается в длинноволновую область на очень большую величину (15–20 нм), что соответствует изменению среднего ПП в сердцевине на $\sim 2 \times 10^{-2}$. Примечательно, что амплитуда модуляции наведенного ПП в решетке на два порядка ниже указанного значения. Авторы назвали решетку с этим типом фоточувствительности решетками типа Ia. Интересной особенностью последних является меньшая (на 30 %) в сравнении с решетками типа I и Па температурная чувствительность.

9. Температурная стойкость УФ индуцированных волоконных решеток

Под действием высоких температур (300–600 °С) решетка фотоиндуцированного ПП распадается, причем фоточувствительность в отожженных местах ВС восстанавливается до ее исходного значения [128]. Исследование температурной стойкости наведенного ПП позволяет рассчитывать спектральные характеристики решеток и динамику их изменения при долговременной эксплуатации фотоиндуцированных структур в различных условиях. Последнее обстоятельство является весьма важным для практического использования решеток, особенно в приложениях, связанных с их периодическим или постоянным нагревом, в частности в системах измерения высоких температур.

В ряде работ было показано, что температурная стойкость решеток зависит от многих факторов, таких как тип ВС [129], способ его обработки [101], тип решетки [130, 131], доза облучения [132] и др. Кроме того, оказалось, что температурное воздействие может приводить к формированию решеток нового типа – «химических решеток» [133, 134].

Для описания температурного отжига наведенного ПП наиболее широко используется подход, развитый в работе [135]. В нем предполагается, что фотоиндуцированные изменения, произошедшие в сетке стекла под действием УФ излучения, имеют некоторое распределение плотности потенциальных барьеров обратного перехода. Под этими изменениями обычно подразумевают трансформацию отдельных дефектных центров или переключение связей в регулярной сетке стекла, в результате чего образуются термодинамически неравновесные конфигурации, которые для возвращения в исходное равновесное состояние должны преодолеть определенный энергетический барьер E . Распределение населенности фотоиндуцированных конфигураций характеризуется функцией $g(E)$. В силу их различного локального окружения в сетке стекла вариация высоты энергетического барьера (ширина функции $g(E)$) довольно велика (~ 1 эВ). Естественно, что чем выше барьер, тем большую температурную стабильность имеет фотоиндуцированное состояние и связанное с ним изменение ПП стекла.

Степень распада фотоиндуцированных состояний зависит от температуры T и времени t , в течение которого

стекло находилось при этой температуре. Для учета всей тепловой предыстории исследуемого образца удобно ввести понятие граничной, или демаркационной, энергии E_d , которая выражается соотношением [135]

$$E_d = kT \ln(v_0 t), \quad (8)$$

где k – постоянная Больцмана; v_0 – частотный фактор, по порядку величины равный частоте колебаний в сетке стекла 10^{13} Гц. Демаркационная энергия в данном случае представляет собой некоторый граничный уровень энергии, разделяющий отожженные и неотожженные состояния. Резкость границы, разделяющей эти состояния, составляет величину порядка kT (в рассматриваемом нами диапазоне температур это менее 0.1 эВ), малую в сравнении с шириной распределения $g(E)$.

Знание распределения $g(E)$ позволяет рассчитать величину распада наведенного ПП при произвольном отжиге ВС, если известно текущее значение E_d . Таким образом, для полного описания процесса распада фотоиндуцированного ПП необходимо знать $g(E)$ и v_0 . Эти величины могут быть определены путем построения так называемой базовой кривой, дифференцирование которой по E_d позволяет найти $g(E)$ [135]. Базовая кривая представляет собой функцию распада наведенного ПП, построенную в зависимости от демаркационной энергии, и может быть получена с привлечением различных режимов отжига.

Экспериментальные методы исследования температурной стойкости решеток основаны на том, что одна или несколько идентичных решеток подвергаются определенному тепловому воздействию, после чего регистрируются изменения их спектральных свойств. Как правило, используются методы изотермического и изохронного отжига [136], а также метод линейного нагрева с различными скоростями [137, 138]. Последний подход представляется наиболее удобным для получения количественных характеристик термоиндуцированного распада наведенного ПП. Он позволяет за относительно небольшое время и с высокой точностью определить необходимые значения, выполнив отжиг двух-трех идентичных решеток.

На рис.12 приведены зависимости амплитуды модуляции наведенного ПП, нормированные на исходное значение этой величины при 25 °С, полученные при линейном отжиге ВБР со скоростью нагрева 0.25 °С/с для различных типов фотоиндуцированных решеток. Видно, что

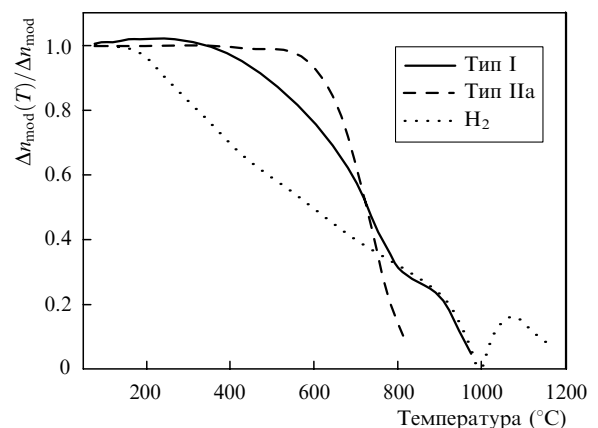


Рис.12. Кривые отжига наведенного ПП в режиме линейного нагрева со скоростью 0.25 °С/с для ВБР различных типов.

наименьшую температурную стойкость при относительно невысоких температурах (менее 800°C) имеет решетка, записанная в ВС после его водородной обработки. Вместе с тем наведенный ПП в решетках этого типа сохраняется вплоть до 1000°C и, более того, после полного температурного стирания решетка вновь возникает при температурах свыше 1000°C . Полученная таким способом решетка нового типа называется «химической», т. к. ее образование вызвано диффузией водородсодержащих групп, эффективно проходящей при столь высоких температурах [133, 139].

Характерной особенностью решеток типа I является наличие обратимого изменения наведенного ПП [140] в области температур $100\text{--}300^\circ\text{C}$ (см. рис.12) и довольно сложное поведение кривой отжига, характеризующееся несколькими участками с различными наклонами [132]. При умеренных температурах (ниже 700°C) решетки типа I превосходят по термостойкости решетки, записанные с использованием водорода. Вместе с тем наиболее устойчивыми при этих температурах являются решетки типа IIa, которые практически не изменяют параметров до температуры 600°C , а затем быстро отжигаются в интервале температур $600\text{--}800^\circ\text{C}$.

10. Применения волоконных брэгговских решеток

Как уже отмечалось, фотоиндуцированные волоконные решетки ПП находят широкое применение в различных устройствах волоконной оптики. Прежде всего они используются в качестве спектрально-селективных элементов в системах волоконно-оптической связи [141], в различных типах волоконных лазеров и усилителей [142], а также в системах измерения физических величин [30].

Брэгговские и длиннопериодные решетки в системах волоконно-оптической связи. Постоянно растущая потребность в увеличении скорости передачи информации, связанная с развитием средств телекоммуникаций, увеличением информационных потоков, ростом глобальных информационных систем и баз данных, а также с расширением числа пользователей, привела к тому, что волоконно-оптические линии связи стали разрабатываться с применением спектрального мультиплексирования оптических каналов (WDM). В настоящее время уже разработаны соответствующие стандарты линий связи с повышенной спектральной плотностью каналов (DWDM), устанавливающие расстояние по частоте между соседними каналами 50 ГГц (около 0.4 нм). В экспериментальных линиях связи скорость передачи по одному каналу превышает 40 Гбит/с , в то время как общее их число достигает 200 . Общая скорость передачи информации в такой линии связи составляет 8 Тбит/с и более.

Очевидно, что для успешной работы таких линий связи требуются устройства ввода/вывода отдельных спектральных каналов, которые могут быть успешно реализованы на основе ВБР [143]. Одна из возможных схем такого селектора оптического канала с длиной волны λ_N , построенная на основе брэгговской решетки с высоким коэффициентом отражения и двух оптических циркуляторов, приведена на рис.13.

Факторами, ограничивающими применение ВБР в этом случае, являются наличие боковых максимумов в спектре решетки (см. рис.3), а также оптические потери, вызванные возбуждением мод оболочки на структуре решетки.

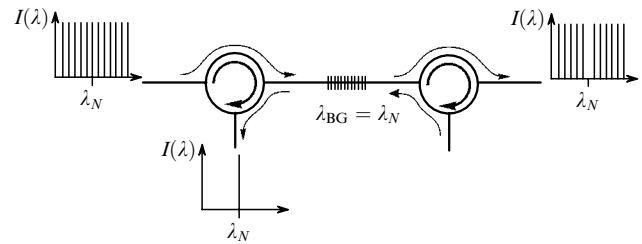


Рис.13. Оптическая схема устройства для ввода/вывода заданного спектрального канала в волоконно-оптической линии связи.

Как было показано выше, для подавления боковых максимумов применяют аподизацию ВБР. Ряд подходов был предложен и для подавления резонансного возбуждения оболочечных мод [144, 145], что позволило снизить указанные потери до уровня менее 0.1 дБ .

Одним из факторов, ограничивающих скорость передачи информации в современных линиях связи, является хроматическая дисперсия ВС, которая вызывает уширение и даже перекрытие несущих информацию лазерных импульсов. В стандартных ВС на длине волны 1.55 мкм дисперсия групповых скоростей составляет около $17\text{ пс}\cdot\text{нм}^{-1}\cdot\text{км}^{-1}$, поэтому, несмотря на низкие потери стандартных ВС ($\sim 0.2\text{ дБ/км}$), при скорости передачи 40 Гб/с расстояние, на которое можно передать информацию, не превышает 10 км . Для того чтобы увеличить это расстояние при использовании уже проложенных ВС, необходимо компенсировать их дисперсию.

Это можно осуществить с помощью компактного волоконного элемента, каковым является ВБР с переменным периодом (чирпированная ВБР). Такая решетка способна вносить определенную временную задержку между спектральными компонентами импульса (рис.14) и таким образом восстанавливать исходную форму импульса [17]. Как правило, для компенсации дисперсии требуются решетки большой длины, которые записываются через фазовую маску. В настоящее время уже получены качественные решетки длиной свыше 1 м [146]. Достигнутая дисперсия в решетках с переменным периодом более 1000 пс/нм [147] позволяет компенсировать уширение импульсов на 50-километровом отрезке стандартной волоконно-оптической линии на длине волны 1.55 мкм .

Для передачи информации на большие расстояния помимо компенсации дисперсионного расплывания импульсов нужно усиливать оптический сигнал. Как правило, через каждые $50\text{--}100\text{ км}$ линии связи (на длине волны 1.55 мкм) для усиления сигнала используются эрбиевые волоконные усилители. Ясно, что для одновременного усиления нескольких параллельных оптических каналов коэффициент усиления по длине волны в используемом

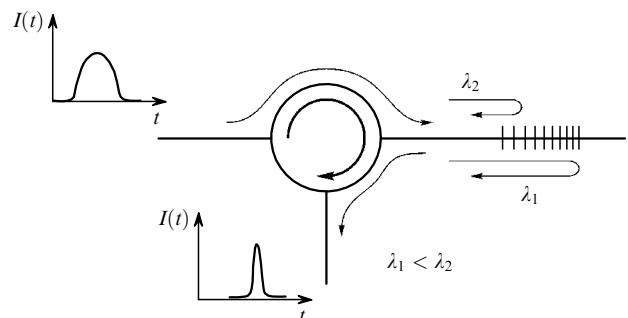


Рис.14. Оптическая схема компенсатора дисперсии, построенного на основе ВБР с переменным периодом.

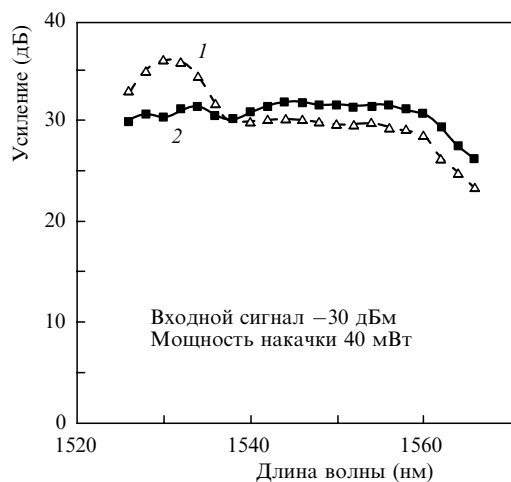


Рис.15. Спектры усиления волоконного эрбиевого усилителя – исходный (1) и выровненный с использованием ДПВР (2) [54].

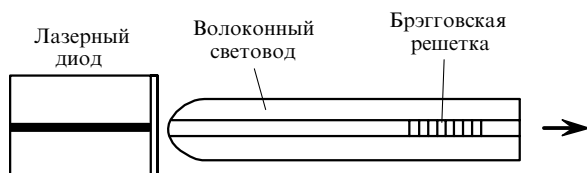


Рис.16. Схема стабилизации излучения полупроводниковых лазеров с помощью ВБР.

спектральном диапазоне должен быть почти постоянным (как правило, его вариации не должны превышать нескольких десятых децибела). К сожалению, эрбиевые усилители имеют значительно большие спектральные вариации коэффициента усиления, которые зависят от многих факторов, таких как концентрация ионов эрбия и его локальное окружение, длина волны и интенсивность накачки усилителя, длина активного ВС и др. Использование волоконных решеток позволяет модифицировать спектр усиления, сделать его более гладким, или исправить нежелательные спектральные искажения, возникшие после усиления сигналов. Подробный обзор применения волоконных решеток для этой цели приведен в работе [148]. Отметим лишь, что для выравнивания спектра усиления могут использоваться ВБР с перпендикулярными [149] и наклонными [150] по отношению к оси ВС штрихами, а также ДПВР [54].

Для иллюстрации на рис.15 представлены результаты одной из первых работ, в которой однородная ДПВР была применена для выравнивания спектра усиления эрбиевого усилителя [54]. Была достигнута неравномерность кривой усиления менее 1 дБ при коэффициенте усиления более 30 дБ в спектральной полосе 35 нм. В настоящее время использование спектральных фильтров позволяет получать неравномерность коэффициента в той же спектральной полосе на уровне 0.1 дБ и лучше [148].

ВБР в схемах диодных и волоконных лазеров. В настоящее время ВБР нашли ряд важных применений в схемах полупроводниковых и волоконных лазеров. Использование решеток позволяет гибко варьировать длину волны генерации в пределах контура усиления активной среды лазера, обеспечить стабильность генерации, в ряде случаев уменьшить ширину лазерной линии, реализовать ее перестройку и т. д. [142].

На рис.16 показана одна из возможных схем использования ВБР в качестве внешнего резонатора диодного лазера. Излучение диодного лазера с помощью линзы, сформированной на торце световода, вводится в его сердцевину. Брэгговская решетка, записанная в ВС, формирует обратную связь на резонансной длине волны λ_{BG} . В частности, ВБР может играть роль зеркала внешнего резонатора, что обеспечивает генерацию одной собственной моды лазерного диода, длина волны которой находится в контуре отражения решетки (рис.17). Чтобы исключить влияние собственного резонатора лазера, на его выходную грань, обращенную к световоду, наносят просветляющее покрытие.

В зависимости от параметров решетки и расстояния между ней и лазерным кристаллом возможно получение одночастотного или многочастотного режима лазерной генерации [142]. Так как температурная чувствительность λ_{BG} примерно на порядок ниже чувствительности длины волны диодных лазеров, такая конфигурация позволяет в ряде применений обойтись без температурной стабилизации самого лазерного диода. Описанная схема стабилизации излучения полупроводниковых лазеров применяется для создания одномодовых лазеров накачки, а также источников излучения в системах связи со спектральным уплотнением каналов (как альтернатива лазерам с распределенной обратной связью).

ВБР широко используются для формирования резонаторов волоконных лазеров, в качестве активной среды которых служат ВС, легированные ионами редкоземельных элементов, таких как эрбий, неодим, иттербий, тулий

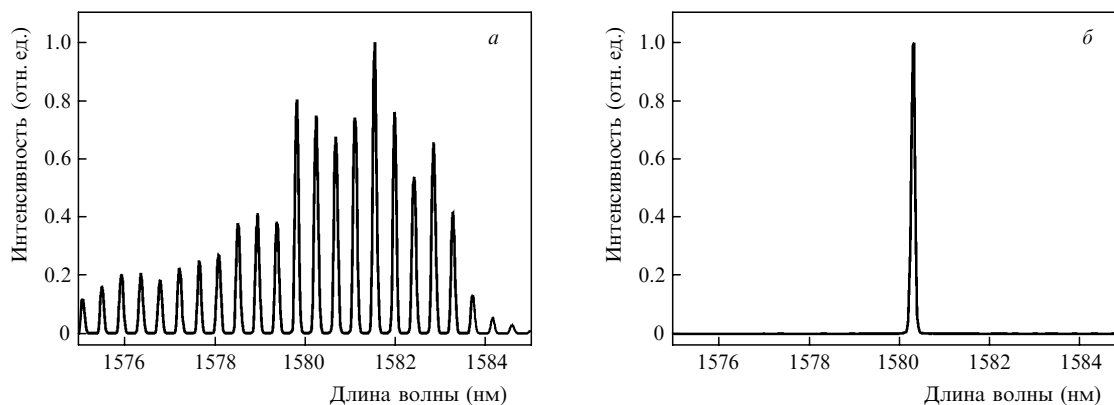


Рис.17. Спектры излучения диодного лазера без внешнего резонатора (а) и с внешним резонатором на основе ВБР (б).

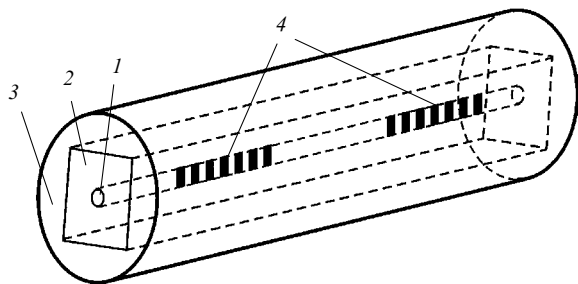


Рис. 18. Структура волоконного лазера на основе активного световода с двойной оболочкой:
1 – сердцевина; 2 – оболочка из кварцевого стекла; 3 – полимерная оболочка; 4 – ВБР.

и голый. Решетки при этом могут быть записаны непосредственно в активном световоде.

Одномодовые волоконные лазеры с узкой линией генерации и относительно небольшой выходной мощностью (~10 мВт) находят применение в лазерной спектроскопии, датчиках физических величин и др. Среди многочисленных схем таких лазеров можно выделить лазер с относительно коротким резонатором (несколько сантиметров), сформированным двумя однородными ВБР [151], и лазер на основе ВБР с фазовым сдвигом [152].

В последние годы активные исследования проводятся в области создания мощных волоконных лазеров с использованием ВС с двойной оболочкой. Значительный прогресс в этом направлении обусловлен, прежде всего, разработкой мощных и надежных полупроводниковых источников накачки, а также качественных ВС с двойной оболочкой.

Типичная структура ВС с двойной оболочкой представлена на рис.18. Он состоит из трех слоев: одномодовой сердцевины 1, легированной как активной примесью редкоземельного элемента, так и примесями, формирующими профиль ПП, внутренней кварцевой оболочки 2 и внешней полимерной оболочки 3 с ПП, меньшим, чем у кварцевого стекла. Внутренняя кварцевая оболочка имеет типичный размер 0.1 – 1 мм, что обеспечивает возможность ввода излучения накачки от полупроводниковых источников с мощностью несколько десятков ватт. При распространении по кварцевой оболочке излучение накачки поглощается активными ионами редкоземельного элемента, вызывая люминесценцию, которая при наличии резонатора, сформированного ВБР 4, развивается в лазерную генерацию, локализованную в сердцевине ВС

диаметром 5–10 мкм. Для более эффективного поглощения накачки кварцевая оболочка может иметь прямоугольное или D-образное поперечное сечение [153].

Типичные характеристики иттербиевого волоконного лазера на основе ВС с двойной оболочкой иллюстрирует рис.19. Представлены спектр люминесценции, а также спектр генерации лазера, возникающий при объединении световода с парой согласованных решеток, имеющих резонансную длину волны 1103 нм (рис.19,а). В данном случае ВБР с высоким коэффициентом отражения ($R > 99\%$) имела спектральную ширину 0.7 нм, а выходная ВБР ($R \approx 10\%$) – 0.3 нм. Благодаря широкой полосе люминесценции иттербиевые ВС позволяют получать лазерную генерацию в широком диапазоне длин волн (1050–1150 нм) с дифференциальной эффективностью 50%–80%. Зависимости выходной мощности лазера от мощности накачки на 978 нм для разных длин волн генерации показаны на рис.19,б [154]. Видно, в частности, что при удалении от максимума спектра люминесценции (1.08–1.09 мкм) эффективность генерации уменьшается, однако остается на уровне 30% даже на длине волны 1148 нм.

Уже сейчас на основе ВС с двойной оболочкой разработаны лазерные системы с выходной мощностью ~1 кВт [155]. Такие системы применяются для обработки различных материалов, а также в качестве источников накачки для волоконных ВКР-лазеров [156].

Волоконные ВКР-лазеры позволяют получать мощную ($P > 1$ Вт) непрерывную генерацию в широком диапазоне длин волн (от 1.1 до 2.2 мкм) [157]. Для создания эффективных волоконных ВКР-лазеров используются как стандартные, так и специальные ВС. Несмотря на то что коэффициент ВКР-усиления в стекле относительно невелик ($g_R \sim 10^{-13}$ м/Вт), возможность создания эффективных лазеров определяется низкими потерями, большой длиной взаимодействия и высокой плотностью мощности излучения накачки (~1 ГВт/см²). В германо-силикатных ВС максимум интенсивности полосы комбинационного рассеяния находится на 440–460 см⁻¹, в то время как в ВС на основе фосфоросиликатного стекла присутствует дополнительная интенсивная полоса на частоте ~1330 см⁻¹ [158]. Наличие последней позволяет сократить число каскадных ВКР-преобразований в три раза с тем, чтобы достичь определенной длины волны выходного излучения. Так, например, для получения генерации на длине волны 1480 нм (длина волны накачки эрбиевых усилителей) при накачке излучением иттербиевого волоконного лазера в фосфоросиликатных ВС до-

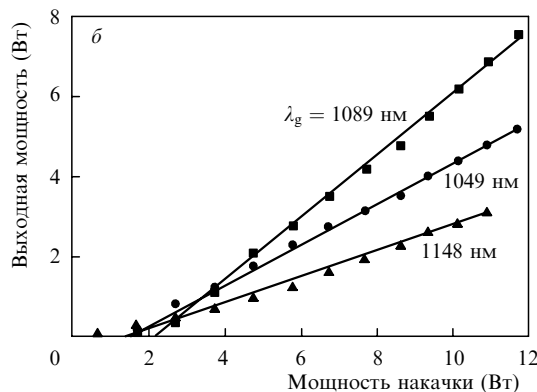
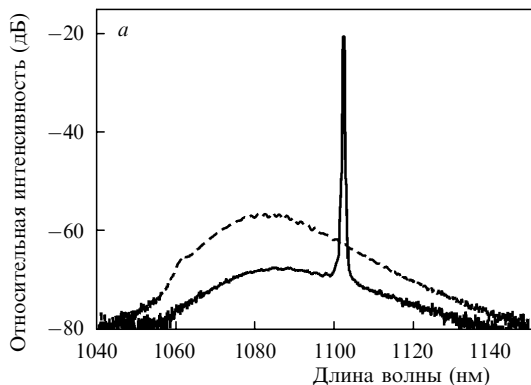


Рис.19. Характеристики иттербиевого волоконного лазера с накачкой в оболочку – спектры люминесценции (штриховая кривая) и генерации (сплошная кривая) (а) и зависимости выходной мощности от мощности накачки для различных длин волн генерации (б).

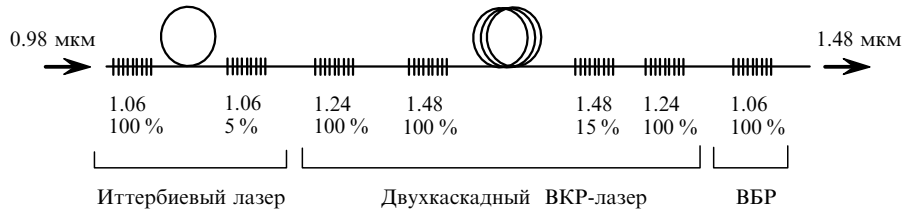


Рис.20. Оптическая схема двухкаскадного волоконного ВКР-лазера на основе фосфоросиликатного ВС [159].

статочного двухкаскадов ВКР-преобразования, в то время как при использовании германосиликатных ВС необходимо 5–6 каскадов [158, 159].

На рис.20 представлена схема двухкаскадного ВКР-лазера на основе фосфоросиликатного ВС. В этом лазере излучение иттербиевого лазера ($\lambda = 1.06$ мкм) с помощью двух последовательных ВКР-преобразований переводится в излучение на длине волны 1.48 мкм [159]. Для эффективного ВКР-преобразования использовались два вложенных резонатора (на $\lambda = 1.24$ и 1.48 мкм), сформированные ВБР с соответствующими резонансными длинами волн. Для более эффективного использования мощности накачки на выходе ВКР-лазера была расположена ВБР с коэффициентом отражения 100 % на $\lambda = 1.06$ мкм.

Отметим, что в спектре излучения такого ВКР-лазера присутствуют непоглощенное излучение накачки, а также линия, соответствующая промежуточному ВКР-преобразованию на $\lambda \approx 1.24$ мкм (рис.21,а); вместе с тем при правильной оптимизации схемы лазера интенсивность этих линий не превышает 1 % от интенсивности выходного излучения. При накачке мощностью 5 Вт на длине волны 0.98 мкм общая эффективность ВКР-лазера $P_{1.48}/P_{0.98}$ составляет примерно 22 % при дифференциальной квантовой эффективности около 50 % (рис.21,б).

Датчики физических величин на основе ВБР. В настоящее время ВБР рассматриваются как один из наиболее перспективных сенсорных элементов волоконно-оптических датчиков физических величин. К числу их основных преимуществ можно отнести защищенность от воздействия электромагнитных полей, высокую чувствительность, надежность, воспроизводимость, широкий динамический диапазон измерений, возможность спектрального и пространственного мультиплексирования чувствительных элементов, расположенных в одном или в нескольких ВС, значительное расстояние до места проведения измерений, малое время отклика на изменение измеряемой величины, высокую коррозионную и радиационную стойкость, малые габариты и вес и ряд других.

Как уже отмечалось, резонансная длина волны зависит от температуры ВС и от приложенных к нему механических растягивающих или сжимающих напряжений. Это обстоятельство лежит в основе использования ВБР в качестве сенсорных элементов датчиков физических величин [3, 30].

Предложено множество способов измерения смещения $\lambda_{\text{ВГ}}$. Наиболее прямым из них является измерение спектра пропускания/отражения решетки с помощью широкополосного источника излучения и спектроанализатора или узкополосного перестраиваемого лазера и фотоприемника. Этот способ является нечувствительным к оптическим потерям, которые могут возникать в оптическом тракте при проведении измерений, и обеспечивает высокую точность измерений $\Delta\lambda_{\text{ВГ}}$. Вместе с тем такая схема регистрации требует достаточно дорогостоящего оборудования и имеет ограниченное быстродействие.

Более высокое быстродействие обеспечивают схемы измерений, в которых спектральное смещение решетки преобразуется в изменение интенсивности оптического сигнала, попадающего на фотоприемник. Это может быть реализовано, например, при использовании дополнительного спектрального фильтра с наклонной характеристикой пропускания. Таким фильтром, в частности, может служить ДПВР [160]. Наклоном спектральной зависимости фильтра задаются динамический диапазон и чувствительность волоконного датчика.

Указанные схемы позволяют измерить значение какой-либо физической величины в месте нахождения ВБР. Вместе с тем часто возникает потребность в нахождении пространственного распределения измеряемой величины. Для этого разработаны схемы, позволяющие мультиплексировать сенсорные элементы, в том числе расположенные в одном ВС. К числу таких схем следует отнести:

– спектральное мультиплексирование каналов, при котором сенсорные элементы разнесены на различные длины волн;

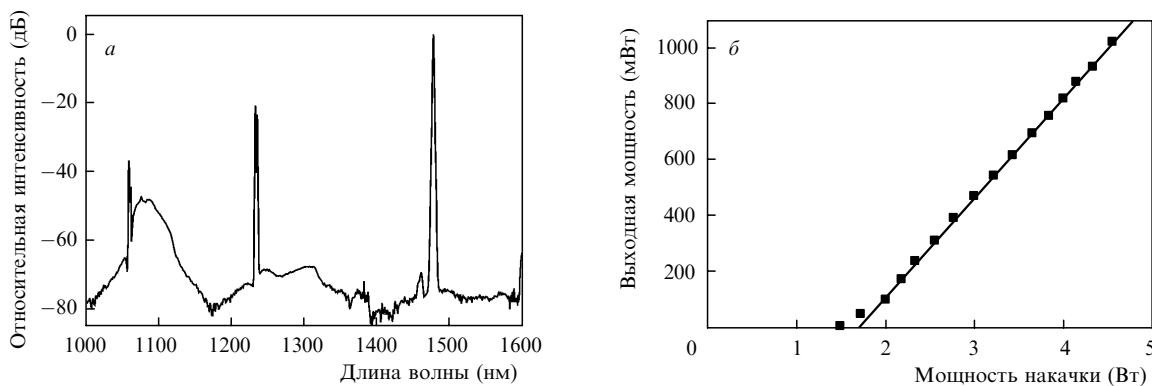


Рис.21. Спектр излучения (а) и зависимость интенсивности излучения на $\lambda = 1.48$ мкм от мощности диодного лазера накачки на $\lambda = 0.98$ мкм (б) для двухкаскадного ВКР лазера на основе фосфоросиликатного ВС.

– использование оптических переключателей, подключающих тот или иной сенсорный элемент к системе измерения;

– пространственно-временное мультиплексирование, при котором отклик от каждой из решеток регистрируется в различные моменты времени;

– комбинированные схемы, включающие в себя несколько принципов мультиплексирования каналов, перечисленных выше.

Упомянутые схемы измерения $\Delta\lambda_{BG}$, как правило, обеспечивают точность измерения температуры $\sim 0.1^\circ\text{C}$ и относительного удлинения световода $\sim 10^{-6}$ [30].

Отметим также большое число работ, посвященных практически важным вопросам разделения воздействия температуры и деформации на λ_{BG} , а также одновременному измерению этих параметров [161].

11. Заключение

Представленный обзор свидетельствует о том, что фотоиндуцированные структуры показателя преломления широко применяются для создания различных, в том числе принципиально новых элементов, устройств и систем волоконной оптики. В настоящее время вопросы, связанные с исследованием фоточувствительности кварцевых стекол и ВС на их основе, с изготовлением волоконных решеток различных типов и свойств, а также с применением таких решеток выделились в самостоятельное и весьма важное направление волоконной оптики. Уникальные спектральные и дисперсионные характеристики волоконных решеток, постоянное развитие и совершенствование методов их записи, растущее понимание фундаментальных механизмов фоточувствительности кварцевых стекол, – все это позволяет с уверенностью утверждать, что интерес к решеткам и число их применений будут расти и в будущем.

Поскольку практически невозможно даже конспективно изложить весь накопленный в этой области экспериментальный и теоретический материал, мы ограничились описанием и некоторым обобщением наиболее важных, на наш взгляд, результатов, методов и подходов, существующих в настоящее время. Более подробное изложение фактического материала по конкретным вопросам можно найти в оригинальных статьях, приведенных в списке литературы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17025) и Московского комитета по науке и технологиям (грант 1.2.30, 2004 г.).

1. *J. Lightwave Technol.*, **15** (8) (1997).
2. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* (San Diego, CA: Acad. Press, 1999).
3. Othonos A., Kalli K. *Proc. Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing* (Norwood, Mass.: Artech House, 1999).
4. Hill K.O., Fujii Y., Johnson D.C., Kawasaki B.S. *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 647 (1978).
5. Lam D.K.W., Garside B.K. *Appl. Opt.*, **20**, 440 (1981).
6. Meltz G., Morey W.W., Glenn W.H. *Opt. Lett.*, **14**, 823 (1989).
7. Kogelnik H. *Theory of Optical Waveguides, in Guided-Wave Optoelectronics*. Ed. by T. Tamir (Berlin–Geidelberg–New York: Springer-Verlag, 1988).
8. Vasiliev S.A., Medvedkov O.I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4083**, 212 (2000).
9. Erdogan T. *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**, 1760 (1997).
10. Васильев С.А., Дианов Е.М., Курков А.С., Медведков О.И., Протопопов В.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 151 (1997).

11. Shu X., Zhang L., Bennion I. *J. Lightwave Technol.*, **20**, 255 (2002).
12. Bilodeau F., Hill K.O., Malo B., Johnson D.C., Skinner I.M. *Electron. Lett.*, **27**, 682 (1991).
13. Russell P.St.J., Hand D.P. *Electron. Lett.*, **26**, 1846 (1990).
14. Hill K.O., Bilodeau F., Malo B., Johnson D.C. *Electron. Lett.*, **27**, 1548 (1991).
15. Albert J., Hill K.O., Malo B., Thriault S., Bilodeau F., Johnson D.C., Erickson L.E. *Electron. Lett.*, **31**, 222 (1995).
16. Erdogan T. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1277 (1998).
17. Williams J.A.R., Bennion I., Sugden K., Doran N.J. *Electron. Lett.*, **30**, 985 (1994).
18. Kashyap R., McKee P.F., Campbell R.J., Williams D.L. *Electron. Lett.*, **30**, 996 (1994).
19. Zhang L., Sugden K., Williams J.A.R., Bennion I. *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides, Techn. Dig. Series*, **22** (Washington, DC: OSA, 1995, SuB11).
20. Loh W.H., Laming R.I., Ellis A.D., Atkinson D. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1996, PD30).
21. Sugden K., Bennion I., Molony A., Copner N.J. *Electron. Lett.*, **30**, 440 (1994).
22. Hill K.O. et al. *Opt. Lett.*, **19**, 1314 (1994).
23. Kashyap R., McKee P.F., Armes D. *Electron. Lett.*, **30**, 1977 (1994).
24. Canning J., Seats M.G. *Electron. Lett.*, **30**, 1344 (1994).
25. Eggleton B.J. et al. *Electron. Lett.*, **30**, 1620 (1994).
26. Ouellette F., Krug P.A., Stephens T., et al. *Electron. Lett.*, **31**, 899 (1995).
27. Othonos A., Lee X., Measures R.M. *Electron. Lett.*, **30**, 1972 (1994).
28. Kashyap R., Wyatt R., McKee P.F. *Electron. Lett.*, **29**, 1025 (1993).
29. Mizunami T., Djambova T.V., Niho T., Gupta S. *J. Lightwave Technol.*, **18**, 230 (2000).
30. Kersey A.D., Davis M.A., Patrick H.J., LeBlanc M., Koo K.P., Askins C.G., Putnam M.A., Friebel E.J. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1442 (1997).
31. Vengsarkar A.M., Lemaire P.J., Judkins J.B., Bhatia V., Sipe J.E., Erdogan T. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1995, PD4-2).
32. Васильев С.А., Дианов Е.М., Медведков О.И., Протопопов В.Н., Костантини Д.М., Иокко А., Лимбергер Х.Г., Салате Р.П. *Квантовая электроника*, **26**, 65 (1999).
33. Erdogan T., Stegall D. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1998, ThG5).
34. Dianov E.M., Kurkov A.S., Medvedkov O.I., Vasiliev S.A. *Proc. EuroSensors X* (Leuven, Belgium, 1996, p. 5.1, 128).
35. Bhatia V., Vengsarkar A.M. *Opt. Lett.*, **21**, 692 (1996).
36. Bhatia V., Campbell D., Claus R., Vengsarkar A.M. *Opt. Lett.*, **22**, 648 (1997).
37. Lee B.H., Liu Y., Lee S.B., Choi S.S. *Opt. Lett.*, **22**, 1769 (1997).
38. Patrick H.J., Chang C.C., Vohra S.T. *Electron. Lett.*, **34**, 1773 (1998).
39. Rathje J., Svalgaard M., Hubner H., Kristensen M. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1998, WM49, p. 238).
40. Patrick H.J. *Electron. Lett.*, **36**, 1763 (2000).
41. Vasiliev S.A., Dianov E.M., Varelas D., Limberger H., Salathe R.P. *Opt. Lett.*, **21**, 1830 (1996).
42. Королев И.Г. *Канд. дисс.* (Москва, ИОФ РАН, 2004).
43. Grubsky V., Skorucak A., Starodubov D.S., Feinberg J. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1999, FK5, p. 174).
44. Ramachandran S., Wagnen J., Espindola R., Strasser T. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides, OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 1999, paper SaC3, p. 286).
45. Deparis O., Kiyari R., Pottiez O., Blondel M., Korolev I.G., Vasiliev S.A., Dianov E.M. *Opt. Lett.*, **26**, 1239 (2001).
46. Dianov E.M., Vasiliev S.A., Kurkov A.S., Medvedkov O.I., Protopopov V.N. *Proc. Europ. Conf. on Opt. Commun.* (Oslo, 1996, MoB3.6, p. 65).
47. Дианов Е.М., Васильев С.А., Медведков О.И., Фролов А.А. *Квантовая электроника*, **24**, 805 (1997).
48. Hill K.O., Malo B., Bilodeau F., Johnson D.C., Albert J. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1035 (1993).
49. Dyer P.E., Farley R.J., Giedl R. *Opt. Commun.*, **129**, 98 (1996).
50. Byron K.C., Sugden K., Bircheno T., Bennion I. *Electron. Lett.*, **29**, 1659 (1993).
51. Varming P., Jensen J.B., Plougmann N., Kristensen M., Hubner J. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides*,

- OSA Tech. Dig. (Washington, DC: OSA, 2001, BWA5).
52. Dong L. et al. *Electron. Lett.*, **29**, 1577 (1993).
 53. Askins C.G. et al. *Opt. Lett.*, **19**, 147 (1994).
 54. Dianov E.M., Karpov V.I., Kurkov A.S., Medvedkov O.I., Prokhorov A.M., Protopopov V.N., Vasiliev S.A. *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides, Techn. Dig. Series, 22* (Washington, DC: OSA, 1995, SaB3, p. 14).
 55. Dianov E.M., Starodubov D.S., Vasiliev S.A., Frolov A.A., Medvedkov O.I. *Opt. Lett.*, **22**, 221 (1997).
 56. Narayanan C., Presby H.M., Vengsarkar A.M. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1996, ThP3, p. 267).
 57. Akiyama M., Nishide K., Shima K., Wada A., Yamauchi R. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1998, ThG1, p. 276).
 58. Enomoto T., Shigehara M., Ishikawa S., Danzuka T., Kanamori H. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1998, ThG2, p. 277).
 59. Karpov V.I., Grekov M.V., Dianov E.M., Golant K.M., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Khrapko R.R. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1998, ThG4).
 60. Dianov E.M., Karpov V.I., Kurkov A.S., Grekov M.V. *Proc. Europ. Conf. on Opt. Commun.* (Madrid, Spain, 1998, p. 395).
 61. Davis D.D., Gaylord T.K., Glytsis E.N., Mettler S.C. *Electron. Lett.*, **34**, 1416 (1998).
 62. Dianov E.M., Karpov V.I., Grekov M.V., Golant K.M., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Khrapko R.R. *Proc. Europ. Conf. on Opt. Commun.* (Edinburg, UK, 1997, p. 53).
 63. Godbout N., Daxhelet X., Maurier A., Lacroix S. *Proc. Europ. Conf. on Opt. Commun.* (Madrid, Spain, 1998, p. 397).
 64. Kosinski S.G., Vengsarkar A.M. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1998, ThG3, p. 278).
 65. Sohn I., Baek J., Lee N., Kwon H., Song J. *Electron. Lett.*, **38**, 1324 (2002).
 66. Ivanov O.V., Wang L.A. *Appl. Opt.*, **42**, 2264 (2003).
 67. Kim H.S., Yun S.H., Hwang I.K., Kim B.Y. *Proc. Optoelectron. & Commun. Conf.* (Seoul, Korea, 1997, 9D2-6, p. 226).
 68. Diez A., Birks T.A., Reeves W.H., Mangan B.J., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **25**, 1499 (2000).
 69. Kakarantzas G., Birks T.A., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **27**, 1013 (2002).
 70. Lim J.H., Lee K.S., Kim J.C., Lee B.H. *Opt. Lett.*, **29**, 331 (2004).
 71. Eggleton B.J., Westbrook P.S., Windeler R.S. *Opt. Lett.*, **24**, 1460 (1999).
 72. Fu L.B., Marshall G.D., Bolger J.A., et al. *Electron. Lett.*, **41**, 638 (2005).
 73. Neustruev V.B. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **6**, 6901 (1994).
 74. Дианов Е.М., Васильев С.А., Стародубов Д.С., Фролов А.А., Медведков О.И. *Квантовая электроника*, **24**, 160 (1997).
 75. Starodubov D.S., Grubsky V., Feinberg J., Dianov E.M., Semjonov S.L., Guryanov A.N., Vechkanov N.N. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides, OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 1997, PDP1).
 76. Albert J., Malo B., Bilodeau F., Johnson D.C., Hill K.O., Hibino Y., Kawachi M. *Opt. Lett.*, **19**, 387 (1994).
 77. Herman P.R., Beckley K., Ness S. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides, OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 1997, BME4, p. 159).
 78. Mihailov S.J., Smelser C.W., Lu P., Walker R.B., Grobncic D., Ding H., Henderson G., Unruh J. *Opt. Lett.*, **28**, 995 (2003).
 79. Dragomir A., Nikogosyan D.N., Zagorulko K.A., Kryukov P.G., Dianov E.M. *Opt. Lett.*, **28**, 2171 (2003).
 80. Mihailov S.J., Smelser C.W., Grobncic D., Walker R.B., Lu P., Ding H., Unruh J. *Lightwave Technol.*, **22**, 94 (2004).
 81. Mihailov S.J., Smelser C.W., Grobncic D., Walker R.B., Ding H., Lu P. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 2005, OFC6).
 82. Williams D.L., Ainslie B.J., Armitage J.R., Kashyap R., Campbell R.J. *Proc. Europ. Conf. on Opt. Commun.* (Berlin, Germany, 1992, We B9-5, 1992, p. 425).
 83. Dong L., Pinkstone J., Russell P.St.J., Payne D.N. *Proc. Conf. on Lasers and Opto-Electronics, CLEO'94* (Anaheim, CA, USA, 1994, p. 243).
 84. Mashinsky V.M., Medvedkov O.I., Neustruev V.B., Dvoyrin V.V., Vasiliev S.A., Dianov E.M., Khopin V.F., Guryanov A.N. *Proc. Europ. Conf. on Opt. Commun.* (Rimini, Italy, 2003, Tu1.7.2).
 85. Dianov E.M., Golant K.M., Khrapko R.R., Kurkov A.S., Leconte, Douay M., Bernage P., Niay P. *Electron. Lett.*, **33**, 236 (1997).
 86. Dong L., Pinkstone J., Russell P.St.J., Payne D.N. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **11**, 2106 (1994).
 87. Gruner-Nielsen L., Hubner J. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1997, WL16, 178).
 88. Williams D.L., Ainslie B.J., Armitage J.R., Kashyap R. *Electron. Lett.*, **29**, 45 (1993).
 89. Иванов Г.А., Аксенов В.А., Курков А.С., Медведков О.И., Першина Е.В., Дианов Е.М. *Радиотехника и электроника*, **46**, 1 (2001).
 90. Dong L., Cruz J.L., Reekie L., Xu M.G., Payne D.N. *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides, Techn. Dig. Series* (Washington, DC: OSA, 1995, v. 22, SuA2, p. 70).
 91. Dianov E.M., Golant K.M., Mashinsky V.M., Medvedkov O.I., Nikolin I.V., Sazhin O.D., Vasiliev S.A. *Electron. Lett.*, **33**, 1334 (1997).
 92. Dong L., Reekie L., Cruz J.L., Payne D.N. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1996, TuO2, p. 82).
 93. Shen Y., He J., Sun T., Grattan K.T.V. *Opt. Lett.*, **29**, 554 (2004).
 94. Canning J., Sceats M.G., Hill P. *Opt. Lett.*, **20**, 2189 (1995).
 95. Strasser T.A., White A.E., Yan M.F., Lemaire P.J., Erdogan T. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1995, p. 159).
 96. Герасимова В.И., Рыбалтовский А.О., Чернов П.В., Машинский В.М., Сажин О.Д., Медведков О.И., Рыбалтовский А.А., Храпко Р.Р. *Квантовая электроника*, **33**, 90 (2003).
 97. Oh K., Westbrook P. S., Atkins R.M., Reyes P., Windeler R.S., Reed W.A., Stockert T.E., Brownlow D., DiGiovanni D. *Opt. Lett.*, **27**, 488 (2002).
 98. Bilodeau F., Malo B., Albert A., Johnson D.C., Hill K.O., Hibino Y., Abe M., Kawachi M. *Opt. Lett.*, **18**, 953 (1993).
 99. Lemaire P.J., Atkins R.M., Mizrahi V., Reed W.A. *Electron. Lett.*, **29**, 1191 (1993).
 100. Lemaire P.J. *Opt. Eng.*, **30**, 780 (1991).
 101. Patrick H., Gilbert S.L., Lidgard A., Gallagher M.D. *J. Appl. Phys.*, **78**, 2940 (1995).
 102. Malo B., Albert J., Hill K.O., Bilodeau F., Johnson D.C. *Electron. Lett.*, **30**, 442 (1994).
 103. Faerch K., Svalgaard M. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides, OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 2003, TuA2, p. 178).
 104. Bhakti F., Larrey J., Sansonetti P., Poumellec B. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides, OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 1997, BSuD4, p.55).
 105. Araujo F.M., Joanni E., Marques M.B., Okhotnikov O.G. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3109 (1998).
 106. Stone J. J. *Lightwave Technol.*, **5**, 712 (1987).
 107. Aslund M., Canning J., Yoffe G. *Opt. Lett.*, **24**, 1826 (1999).
 108. Salik E., Starodubov D.S., Grubsky V., Feinberg J. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 2000, TuH4).
 109. Hand D.P., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **15**, 102 (1990).
 110. Dong L., Archambault J.L., Reekie L., Russell P.S.J., Payne D.N. *Appl. Opt.*, **34**, 3436 (1995).
 111. Poumellec B., Guenot P., Riant I., Sansonetti P., Niay P., Bernage P., Bayon J.F. *Opt. Mater.*, **4**, 441 (1995).
 112. Riant I., Borne S., Sansonetti P., Poumellec B. *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides, Techn. Dig. Series* (Washington, DC: OSA, 1995, v. 22, SaD3, p. 52).
 113. Dianov E.M., Plotnichenko V.G., Koltashev V.V., Pyrkov Yu.N., Ky N.H., Limberger H.G., Salathe R.P. *Opt. Lett.*, **22**, 1754 (1997).
 114. Fonjallaz P.Y., Limberger H.G., Salathe R.P., Cochet F., Leuenberger B. *Opt. Lett.*, **20**, 1346 (1995).
 115. Patrick H., Gilbert S.L. *Opt. Lett.*, **18**, 1484 (1993).
 116. Poumellec B., Niay P., Douay M., Bayon J.F. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **29**, 1842 (1996).
 117. Xie W.X., Douay M., Bernage P., Niay P., Bayon J.F., Georges T. *Opt. Commun.*, **101**, 85 (1993).
 118. Taunay T., Niay P., Bernage P., Douay M., Xie W.X., Pureur D., Cordier P., Bayon J.F., Poignant H., Delevaque E., Poumellec B. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, 40 (1997).
 119. Xie W.X., Niay P., Bernage P., Douay M., Taunay T., Bayon J.F.,

- Deleuaque E., Monerie M. *Opt. Commun.*, **124**, 295 (1996).
120. Canning J., Aslund M. *Opt. Lett.*, **24**, 463 (1999).
121. Ky N.H., Limberger H.G., Salathe R.P., Cochet F., Dong L. *Opt. Commun.*, **225**, 313 (2003).
122. Poignant H., Bayon J.F., Deleuaque E., Monerie M., Mellot J.L., Grot D., Niay P., Bamage P., Douay M. *IEE Colloquium on Optical Fibre Gratings* (IEE Digest № 1997/037, 1997, p 2/1).
123. Archambault J.-L., Reekie L., Russell P.St.J. *Electron. Lett.*, **29**, 28 (1993).
124. Cordier P., Dalle C., Depecker C., Bernage P., Douay M., Niay P., Bayon J.-F., Dong L. *J. Non-Cryst. Sol.*, **224**, 277 (1998).
125. Дианов Е.М., Соколов В.О., Сулимов В.Б. *Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства*, **2**, 53 (1999).
126. Liu Y., Shu X., Floreani F., Zhang L., Williams J.A.R., Bennion I. *Proc. Summer Schools on Photosensitivity in Optical Waveguides and Glasses* (S.-Petersburg, 2002, WA4, p. 40).
127. Liu Y., Williams J.A.R., Zhang L., Bennion I. *Opt. Lett.*, **27**, 586 (2002).
128. Atkins R.M., Mizrahi V. *Electron. Lett.*, **28**, 1743 (1992).
129. Baker S.R., Rourke H.N., Baker V., Goodchild D. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1470 (1997).
130. Dong L., Liu W.F. *Appl. Opt.*, **36**, 8222 (1997).
131. Archambault J.-L., Reekie L., Russell P.St.J. *Electron. Lett.*, **29**, 453 (1993).
132. Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Bozhkov A.S., Dianov E.M. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides, OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 2003, MD31, p. 145).
133. Fokine M. *Opt. Lett.*, **27**, 1016 (2002).
134. Fokine M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1759 (2002).
135. Erdogan T., Mizrahi V., Lemaire P.J., Monroe D. *J. Appl. Phys.*, **76**, 73 (1994).
136. Razafimahatratra D., Niay P., Douay M., Poumellec B., Riant I. *Appl. Opt.*, **39**, 1924 (2000).
137. Rathje J., Kristensen M., Pedersen J.E. *J. Appl. Phys.*, **88**, 1050 (2000).
138. Божков А.С., Васильев С.А., Медведков О.И., Греков М.В., Королев И.Г. *ИТЭ*, **48**, 491 (2005).
139. Grubsky V., Starodubov D., Morey W.W. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides, OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 2003, MB5, p. 33).
140. Hidayat A., Wang Q., Niay P., Douay M., Poumellec B., Kherbouche F., Riant I. *Appl. Opt.*, **40**, 2632 (2001).
141. Giles C.R. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1391 (1997).
142. Archambault J.-L., Grubb S.G. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1378 (1997).
143. Bilodeau F., Johnson D.C., Theriault S., Malo B., Albert J., Hill K.O. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **7**, 388 (1995).
144. Dong L., Reekie L., Cruz J.L., Caplen J.E., Sandro J.P., Payne D.N. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 64 (1997).
145. Deleuaque E., Boj S., Bayon J.-F., Poignant H., Le Mellot J., Monerie M. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.* (Washington, DC: OSA, 1995, PD5).
146. Kashyap R., Froehlich H.-G., Swanton A., Armes D.J. *Electron. Lett.*, **32**, 1807 (1996).
147. Hill K.O., Theriault S., Malo B., Belodeau F., Kitagawa T., Johnson D.C., Albert J., Takiguchi T., Takaoka T., Hagimoto K. *Electron. Lett.*, **30**, 1755 (1994).
148. Riant I. *Opt. Fiber Technol.*, **8**, 171 (2002).
149. Rochette M., Guy M., LaRoche S., Lauzon J., Trepanier F. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 536 (1999).
150. Kashyap R., Wyatt R., Campbell R.J. *Electron. Lett.*, **29**, 154 (1993).
151. Ball G.A., Glenn W.H. *J. Lightwave Technol.*, **10**, 1338 (1992).
152. Loh W.H., Dong L., Caplen J.E. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2151 (1996).
153. Liu A., Ueda K. *Opt. Commun.*, **132**, 511 (1996).
154. Курков А.С., Дианов Е.М., Парамонов В.М., Гурьянов А.Н., Лаптев А.Ю., Хопин В.Ф., Умников А.А., Вечканов Н.И., Медведков О.И., Васильев С.А., Бубнов М.М., Егорова О.Н., Семенов С.Л., Першина Е.В. *Квантовая электроника*, **30**, 791 (2000).
155. Jeong Y., Sahu J.K., Baek S., Alegria C., Codemard C.A., Soh D.B.S., Philippov V., Williams R.B., Furusawa K., Richardson D.J., Payne D.N., Nilsson J. *Proc. Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society* (Tucson, Arizona, 2003, ThD1).
156. Grubb G.S. et al. *Proc. Opt. Amplifiers and Their Applications* (Washington, DC: OSA, 1995, SaA4).
157. Дианов Е.М., Буфетов И.А., Машинский В.М., Шубин А.В., Медведков О.И., Ракитин А.Е., Мелькумов М.А., Хопин В.Ф., Гурьянов А.Н. *Квантовая электроника*, **35**, 435 (2005).
158. Dianov E.M., Grekov M.V., Bufetov I.A., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Plotnichenko V.G., Koltashev V.V., Belov A.V., Bubnov M.M., Semjonov S.L., Prokhorov A.M. *Electron. Lett.*, **33**, 1542 (1997).
159. Karpov V.I., Dianov E.M., Paramonov V.M., Medvedkov O.I., Bubnov M.M., Semyonov S.L., Vasiliev S.A., Protopopov V.N., Egorova O.N., Hopin V.F., Guryanov A.N., Bachynski M.P., Clements W.R.L. *Opt. Lett.*, **24**, 887 (1999).
160. Protopopov V.N., Karpov V.I., Medvedkov O.I., Vasiliev S.A., Grekov M.V., Dianov E.M., Palto S.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4083**, 224 (2000).
161. Jones J.D.C. *Proc. Optical Fibre Sensor Conf.* (Williamsburg, VA, USA, 1997, p. 36).