

Сглаживание спектра волоконных брэгговских решеток в схеме записи с интерферометром Ллойда

С.Р.Абдуллина, А.А.Власов, С.А.Бабин

Рассмотрена возможность аподизации волоконных брэгговских решеток (ВБР), записываемых в области интерференции двух частей гауссова пучка в интерферометре Ллойда. Проведено численное моделирование спектров отражения ВБР для различных параметров записываемого пучка и его смещения относительно оси деления в интерферометре. Предсказано и экспериментально продемонстрировано существенное подавление боковых резонансов в спектре ВБР при смещении центра пучка относительно оси деления на половину радиуса пучка. Показано, что это обусловлено выравниванием среднего значения показателя преломления в области ВБР.

Ключевые слова: волоконная брэгговская решетка, аподизация, спектр отражения.

1. Введение

Волоконные брэгговские решетки (ВБР) в настоящее время широко используются в различных устройствах волоконной оптики [1, 2]. В частности они служат в качестве зеркал волоконных лазеров, сенсоров, составных частей мультиплексоров и демультимплексоров. Конкретные применения ВБР налагают определенные требования на форму спектра ВБР. Одним из наиболее общих требований является отсутствие боковых резонансов, возникающих вследствие конечности длины ВБР, амплитуда которых может достигать нескольких десятков процентов от амплитуды центрального пика.

Для подавления боковых резонансов используют так называемую аподизацию решеток [1–4], заключающуюся в реализации плавного изменения амплитуды наведенного показателя преломления вдоль ВБР, что уменьшает влияние на спектр интерференционных эффектов при отражении света от границ ВБР. Так, использование УФ пучка с гауссовым профилем интенсивности при формировании интерференционной картины в голографических методах записи уже само по себе является аподизацией, сглаживающей спектр. Однако при больших коэффициентах отражения в спектре решеток с гауссовой аподизацией появляются резонансы в коротковолновой области. Качественно это явление объясняется тем, что брэгговская длина волны $\lambda_{Br} = 2n_{eff}A$ пропорциональна эффективному показателю преломления $n_{eff} = n_0 + \overline{\Delta n}(z)$, где n_0 – исходный показатель преломления; $\overline{\Delta n}(z)$ – среднее значение наведенного УФ пучком показателя преломления; A – период модуляции. Для гауссовой функции $\overline{\Delta n}(z)$ длина волны λ_{Br} принимает максимальное значение в центре решетки и уменьшается к ее краям. Следователь-

но, краевые области формируют эффективный резонатор Фабри–Перо для коротковолновой части спектра отражения [5]. Для устранения этого необходимо обеспечить постоянство среднего значения наведенного показателя преломления вдоль ВБР: $\overline{\Delta n}(z) = \text{const}$.

Использование фазовой маски является наиболее простым методом формирования ВБР. Применяемые фазовые маски обеспечивают подавление нулевого порядка, поэтому основная мощность записываемого излучения сосредоточена в $+1$ и -1 порядках дифракции, формирующих интерференционную картину непосредственно за маской. В работе [6] изложен простой метод аподизации ВБР, записанной гауссовым пучком с фазовой маской. Метод заключается в дополнительной засветке ВБР непромодулированным гауссовым пучком слева и справа со смещением его относительно решетки на расстояние порядка радиуса пучка. При относительной простоте этот способ оказался достаточно эффективным: для плотных решеток с коэффициентом отражения $R \sim 0.98$ достигнуто подавление боковых резонансов до уровня менее -20 дБ, определяемого чувствительностью экспериментальной установки.

Схема записи с интерферометром Ллойда [7] отличается высокой гибкостью в выборе таких параметров решеток, как период и длина. В этой схеме интерференционная картина для записи ВБР образуется в интерферометре Ллойда, в котором с помощью зеркала одна половина пучка сводится с другой половиной под углом α (рис.1). Угол интерференции α задается с помощью поворотного столика, на котором расположено зеркало. Период интерференции (период записываемой решетки) определяется углом α в соответствии с формулой

$$A = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin(\alpha/2)};$$

таким образом, резонансная длина волны решетки зависит от угла α :

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

С.Р.Абдуллина, А.А.Власов, С.А.Бабин. Институт автоматизации и электротехники СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: sonka@ngs.ru, babin@iae.nsk.ru, vlasov@iae.nsk.ru

Поступила в редакцию 18 ноября 2009 г., после доработки – 8 января 2010 г.

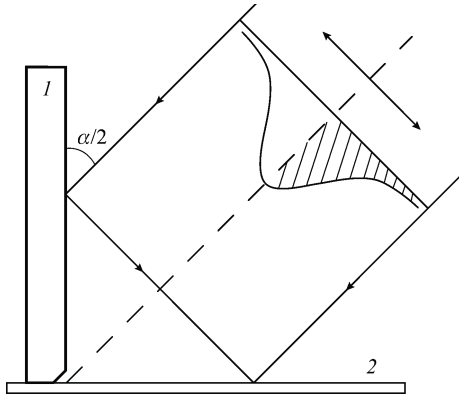


Рис.1. Схема интерферометра Ллойда:
1 – зеркало, 2 – волоконный световод; штриховой линией обозначена ось деления пучка, стрелкой – возможное смещение оси пучка относительно оси интерферометра.

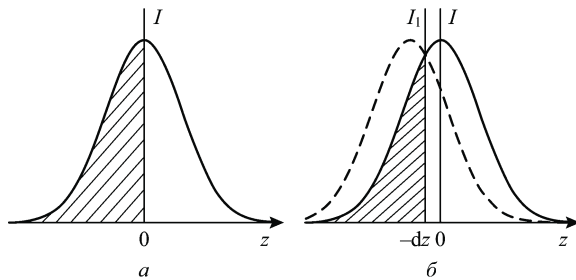


Рис.2. Распределение интенсивности пучка и его деление в схеме с интерферометром Ллойда в случае несмещенного ($dz = 0$) (а) и смещенного ($dz \neq 0$) (б) пучков. Заштрихованы области интерференции частей пучка.

При записи гауссовым пучком в идеальном случае мы имеем интерференцию двух половин гауссовой функции (рис.2,а). В эксперименте можно использовать некоторое смещение оси, разделяющей пучок (см. рис.1 и рис.2,б).

Целью работы являлось теоретическое и экспериментальное исследование влияния смещения оси гауссова пучка относительно оси интерферометра Ллойда на спектры записываемых ВБР. Был проведен численный расчет и осуществлено сравнение спектров для случая интерференции равных и не равных частей гауссова пучка. Обнаружено, что при некотором смещении оси dz (рис.2,б) боковые резонансы в коротковолновой части спектра высокоотражающих ВБР сглаживаются (происходит аподизация).

2. Расчет

Численное моделирование спектров ВБР проводилось по методике, подробно описанной в [6]. Для расчета использовались программы, предоставленные авторами работы [8], в частности, вычислялся квадрат модуля коэффициента отражения для среды с заданным неоднородным распределением коэффициента преломления вдоль оси z .

Сначала мы сравнили спектры ВБР при засветке волокна интерферирующим гауссовым пучком с радиусом w_1 и половиной гауссова пучка с удвоенным радиусом $w_2 = 2w_1$. Распределения наведенного показателя преломления по длине решетки z для обоих случаев имели соответственно следующий вид:

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{w_1^2}\right) \left[1 + s \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)\right], \quad (1)$$

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{w_2^2}\right) \left[1 + s \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)\right], \quad z > 0. \quad (2)$$

Здесь $\overline{\Delta n}(z) = \Delta n_0 \exp(-2z^2/w_{1,2}^2)$ – среднее значение показателя преломления. Параметр видности интерференционной картины s полагался равным единице, в отличие от работы [6], где $s = 0.75$ (для интерференции пучков, дифрагировавших в $+1$ и -1 порядки на фазовой маске).

Входные данные для программ (значения координаты в возрастающем порядке и соответствующие им значения показателя преломления) задавались в программе Mathematica. Проводилась проверка на сходимость численной процедуры, которая заключалась в определении оптимальной длины решетки (области интегрирования) и оптимального шага расчета. Для решетки с гауссовым профилем показателя преломления такая длина оказалась равной $4w_1$, а оптимальный шаг расчета составил 0.075 мкм. При дальнейшем увеличении длины решетки и уменьшении шага ошибка расчета возникает ниже уровня -30 дБ (меньше предела чувствительности экспериментальной установки). Аналогично для половины гауссовой функции достаточная длина решетки составила $2w_2$, оптимальный шаг расчета также равен 0.075 мкм.

На рис.3 приведены спектры отражения ВБР, рассчитанные для профилей, заданных формулой (1) для гауссовой решетки с $w_1 = 1$ мм и формулой (2) для половинной функции с $w_2 = 2$ мм при коэффициентах отражения $R = 0.5$ и 0.99 . В результате расчета выявлено, что спектры ВБР, описываемых гауссовой и половинной функциями, при небольших значениях коэффициента отражения различаются слабо. Для плотных решеток в обоих случаях появляются резонансы в коротковолновой области, ширины основного пика решеток, описываемых гауссовой и половинной функциями, близки, однако в случае половинной функции происходит уменьшение амплитуды боковых резонансов в коротковолновой области и появляется область плавного спада амплитуды R в длинноволновой области.

Далее был проведен расчет для случая интерференции двух частей гауссова пучка, разделенных осью со смещением от оси симметрии Гаусса на величину dz (рис.2,б). В этом случае изменение наведенного показателя преломления будет иметь следующий вид:

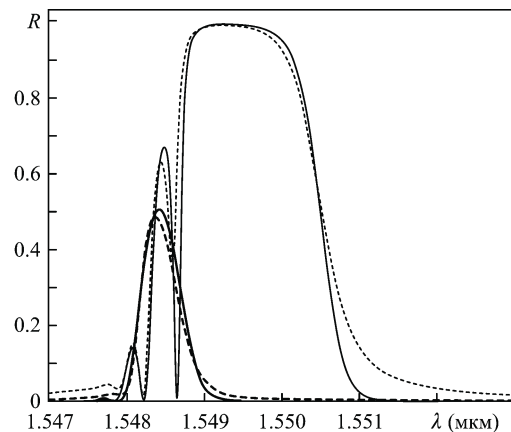


Рис.3. Спектры ВБР, описываемых формулой (1) при радиусе пучка $w_1 = 1$ мм и формулой (2) при $w_2 = 2$ мм для $\Delta n_0 = 0.37 \times 10^{-3}$, $R \approx 0.5$ (жирные кривые) и $\Delta n_0 = 1.55 \times 10^{-3}$, $R \approx 0.99$ (тонкие кривые). Сплошная линия относится к формуле (1), штриховая – к формуле (2); $n_0 \Lambda = 0.7741$ мкм.

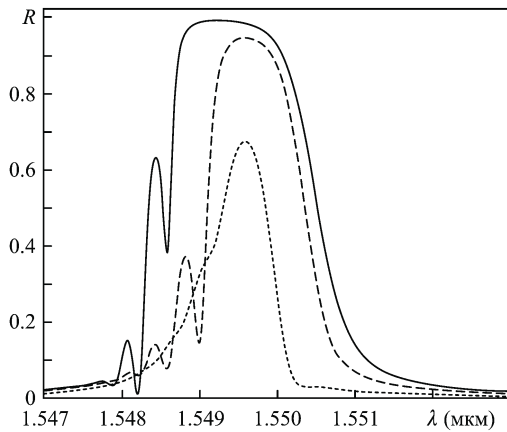


Рис.4. Спектры ВБР, описываемых формулой (3), с параметрами $w = 2$ мм, $\Delta n_0 = 1.55 \times 10^{-3}$, $dz = 0$ (сплошная кривая), $0.25w$ (штриховая кривая) и $0.5w$ (пунктирная кривая); $n_0 A = 0.7741$ мкм.

$$\Delta n_0(z) = \Delta n_0 \exp\left[-\frac{2(z + 2dz)^2}{w^2}\right] + \Delta n_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{w^2}\right) s \cos\left(\frac{2\pi}{A}z\right), \quad -\infty < z < -dz. \quad (3)$$

На рис.4 показаны спектры отражения решетки при различных значениях dz и $w = 2$ мм, $\Delta n_0 = 1.55 \times 10^{-3}$. Видно, что с увеличением смещения dz уменьшается амплитуда основного пика и боковых резонансов, спектр сужается. На рис.5 сравниваются спектры при $dz = 0$ и при ненулевых dz с доведенной до 0.99 амплитудой коэффициента отражения R (для этого увеличивалось значение Δn_0). С увеличением dz от 0 до $\sim 0.3w$ амплитуда боковых резонансов слева практически не меняется, их количество увеличивается. При достижении $dz \approx 0.4w$ амплитуда боковых резонансов уменьшается, спектр становится асимметричным. При $dz \approx 0.5w$ боковые резонансы слева исчезают практически полностью, но начинают расти боковые резонансы справа. Такое поведение спектров объясняется соответствующим изменением профиля показателя преломления.

На рис.6 показаны профили показателя преломления при смещениях $dz = 0, 0.25w$ и $0.5w$ ($w = 2$ мм, $\Delta n_0 = 1 \times 10^{-3}$). Отметим, что с увеличением смещения падает амплитуда переменной составляющей и появляется непро-

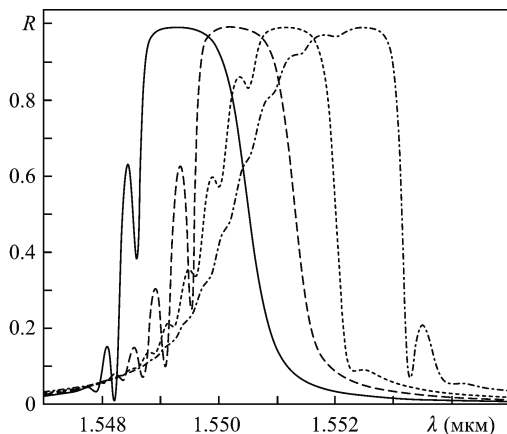


Рис.5. Спектры ВБР, описываемых формулой (3), с параметрами $w = 2$ мм, $dz = 0$, $\Delta n_0 = 1.55 \times 10^{-3}$ (сплошная кривая), $dz = 0.25w$, $\Delta n_0 = 2.2 \times 10^{-3}$ (штриховая кривая), $dz = 0.4w$, $\Delta n_0 = 3.1 \times 10^{-3}$ (пунктирная кривая) и $dz = 0.5w$, $\Delta n_0 = 4.55 \times 10^{-3}$ (штрих-пунктирная кривая); $n_0 A = 0.7741$ мкм.

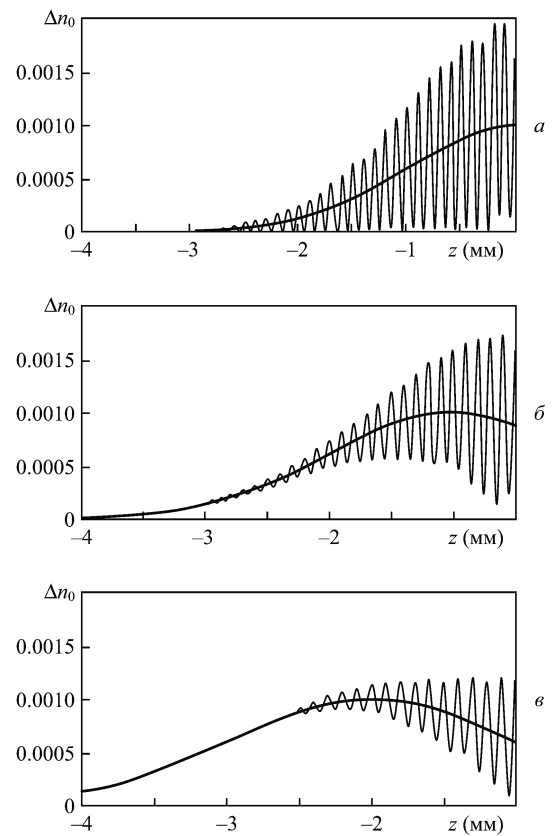


Рис.6. Профили показателя преломления для решеток с параметрами $w = 2$ мм, $\Delta n_0 = 1 \times 10^{-3}$ при $dz = 0$ (а) $0.25w$ (б) и $0.5w$ (в); жирная кривая – среднее значение наведенного показателя преломления. Период модуляции A условно увеличен до 100 мкм.

модулированный пьедестал. Среднее значение показателя преломления $\overline{\Delta n}(z) = \Delta n_0 \exp[-2(z + 2dz)^2/w^2]$ здесь показано жирной линией. С увеличением dz относительное изменение среднего показателя преломления на длине интерференционной картины уменьшается; этим можно качественно объяснить сглаживание боковых резонансов в коротковолновой области спектра (см. рис.4 и 5). Оптимальное смещение составляет $\sim 0.4w$, при этом максимальное отклонение $\overline{\Delta n}(z)$ от его среднего значения на длине интерференционной картины не превышает 15% и соответствующие спектры являются наиболее гладкими. При больших значениях dz появляются боковые резонансы справа – это связано с тем, что среднее значение показателя преломления в области решетки меньше, чем в максимуме профиля.

3. Эксперимент

Для записи ВБР использовался ранее созданный источник непрерывного УФ излучения мощностью до 1 Вт [9] на основе внутривибрационного удвоения частоты аргонного лазера в нелинейном кристалле ВВО ($\lambda_{2\omega} = 244$ нм). УФ излучение проходит через телескопическую систему и попадает на цилиндрическую линзу, волоконный световод располагается в фокальной плоскости линзы. Интерференционная картина образуется в интерферометре Ллойда (см. рис.1), в котором с помощью зеркала одна часть пучка сводится с другой частью под углом α . Угол интерференции α задается программно управляемой угловой подвижкой РИ М-036, на которой расположено зеркало. Диапазон перестройки брэгговской длины волны состав-

ляет 925–1550 нм. Деление пучка регулируется перемещением поворотного столика с зеркалом и волокном с помощью подвижки. Профиль пучка измеряется фотоприемником, установленным на подвижку, которая перемещается вдоль волокна с шагом 0.25 мм. Измерение профиля пучка позволяет контролировать экспериментальное значение параметра dz .

Для записи ВБР использовались волоконные световоды AllWave (ВБР на длины волн вблизи 1.1 и 1.3 мкм), SMF-28e (ВБР на $\lambda_{\text{ВР}}$ вблизи 1.5 мкм). Мощность УФ излучения равнялась ~ 50 мВт. Время экспозиции для плотных решеток ($R \sim 0.99$) составляло 5–10 мин при радиусе записываемого пучка 2 мм и ~ 1 мин при радиусе записываемого пучка 10 мм. Волокно было предварительно выдержано в атмосфере водорода под давлением 100 атм в течение ~ 10 дней.

Известно, что зависимость наведенного показателя преломления от дозы УФ облучения в общем случае не является линейной [7]. В работе [6] исследовался вопрос о зависимости наведенного показателя преломления от времени экспозиции. Показано, что в условиях, близких к экспериментальным, наведенный показатель преломления с ростом дозы облучения изменяется линейно в первом приближении (с погрешностью менее 10 %) до $\Delta n_0 \sim 10^{-3}$, а затем эта зависимость становится степенной (показатель степени ~ 0.5).

В эксперименте были записаны решетки с брэгговской длиной волны ~ 1.5 мкм в области интерференции двух частей гауссова пучка с относительно малым радиусом $w = 2$ мм как без смещения, так и со смещением $dz \sim 1$ мм. Величина смещения контролировалась по профилю проходящего пучка (рис. 7). В эксперименте было достигнуто заметное (в 1.5–2 раза) подавление боковых резонансов слева. Однако расчетная амплитуда максимального бокового резонанса осталась примерно такой же, как и при $dz = 0$, что соответствует результатам численного моделирования при $dz \sim 0.25w$ (рис. 8). Возможная причина расхождения – неточное определение параметра dz для пучка с малым радиусом из-за наличия заметной фаски зеркала интерферометра, а также нелинейная зависимость наведенного показателя преломления от дозы УФ облучения при $\Delta n_0 > 10^{-3}$.

Кроме того, были записаны высокоотражающие решетки с брэгговской длиной волны ~ 1.1 мкм в области интерференции двух частей гауссова пучка с радиусом $w = 10$ мм и сдвигом $dz \sim 0.5w$, который определялся

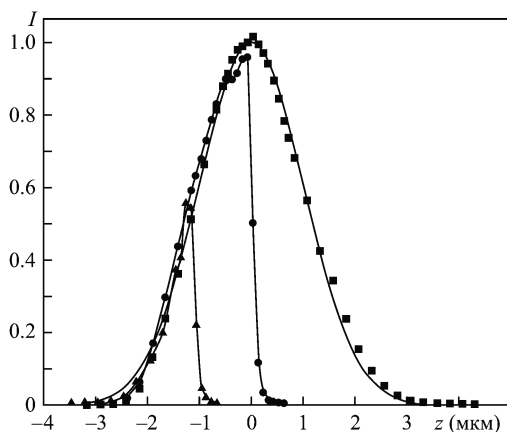


Рис. 7. Профиль записываемого пучка перед записью (■), при $dz = 0$ (●) и 1 мм (▲); сплошная кривая – гауссова функция с $w = 2$ мм.

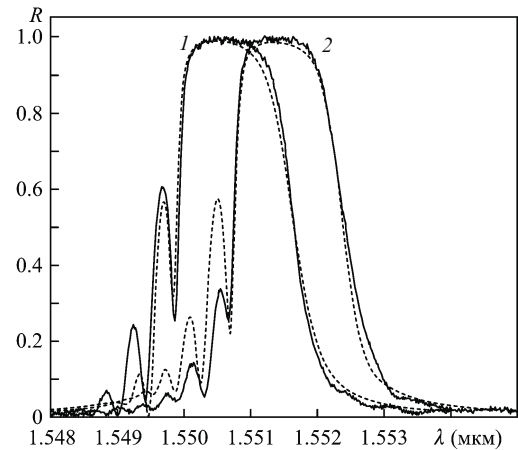


Рис. 8. Экспериментальные спектры ВБР, записанных в области интерференции двух частей гауссова пучка с радиусом $w = 2$ мм (сплошные кривые), и численное моделирование по формуле (3) (штриховые кривые) с параметрами $w = 2$ мм, $dz = 0$, $\Delta n_0 = 1.45 \times 10^{-3}$ (1) и $w = 2$ мм, $dz = 0.25w$, $\Delta n_0 = 2.05 \times 10^{-3}$ (2); $n_0 A = 0.7747$ мкм.

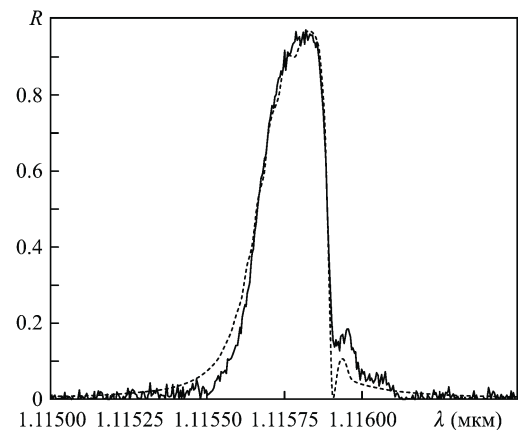


Рис. 9. Экспериментальный спектр ВБР, записанной в области интерференции двух частей гауссова пучка с радиусом $w = 10$ мм (сплошная кривая), и численное моделирование по формуле (3) (штриховая кривая) с параметрами $w = 10$ мм, $dz = 0.5w$ и $\Delta n_0 = 0.52 \times 10^{-3}$; $n_0 A = 0.5577$ мкм.

достаточно точно. При этом боковые резонансы слева в спектрах решеток оказались существенно подавленными (до уровня нескольких процентов). Было также проведено численное моделирование спектров данных решеток. Спектры удовлетворительно согласуются с расчетом для профиля, заданного формулой (3), со сдвигом $dz = 0.4 - 0.5w$, соответствующим экспериментальному. В этом случае достигаются минимальная амплитуда боковых резонансов слева и соответствующий наклон правого склона спектра, а также воспроизводится структура бокового резонанса справа (рис. 9).

4. Заключение

Расчет показал, что в схеме с интерферометром Ллойда может быть достигнуто практически полное подавление боковых резонансов при $dz = 0.4 - 0.5w$ без значительного уширения спектра. Предсказанное подавление наблюдается в эксперименте, однако при малых размерах пучка экспериментальное и расчетное (полученное подгонкой) значения dz существенно различаются, что может быть связано с большой погрешностью измерения dz в экспериментальной установке при малом радиусе пучка

($w \sim 2$ мм). В случае большого радиуса ($w \sim 10$ мм) эксперимент хорошо согласуется с расчетом. При смещении свыше $0.5w$ возникают боковые резонансы в длинноволновой части спектра, что связано с видом профиля показателя преломления при больших dz : его среднее значение в области решетки становится меньше среднего значения в максимуме профиля.

Таким образом, было показано, что схема записи ВБР с интерферометром Ллойда позволяет записывать решетки в широком диапазоне длин волн с подавлением боковых резонансов (за счет смещения гауссова пучка относительно оси интерферометра) без существенного влияния на ширину спектра, что является актуальным для многих приложений в волоконной оптике.

Авторы выражают благодарность С.И.Каблукову за помощь в эксперименте. Работа выполнена при финансо-

вой поддержке интеграционного проекта СО РАН и госконтракта Министерства образования и науки РФ.

1. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* (San Diego: Academic, 1999).
2. Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И.Г., Божков А.С., Курков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **35**, 1085 (2005).
3. Erdogan T. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1277 (1997).
4. Othonos A., Kalli K. *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing* (Norwood: Artech House, 1999).
5. Mizrahi V., Sipe J.E. *J. Lightwave Technol.*, **11**, 1513 (1993).
6. Абдуллина С.Р., Бабин С.А., Власов А.А., Каблуков С.И. *Квантовая электроника*, **36** (10), 966 (2006).
7. Медведков О.И., Королев И.Г., Васильев С.А. *Препринт НЦВО №6* (М., 2004).
8. Belai O.V., Podivilov E.V., Shapiro D.A. *Opt. Commun.*, **266**, 512 (2006).
9. Абдуллина С.Р., Бабин С.А., Власов А.А., Каблуков С.И. *Квантовая электроника*, **35**, 857 (2005).