

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Абдуллина Софья Рафисовна

**Подавление боковых резонансов в спектре волоконных
брэгговских решеток, записанных гауссовым пучком в
голографических схемах**

01.04.05 «Оптика»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук
С.А. Бабин

Новосибирск 2014

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Обзор методов расчета, записи и характеристики ВБР	32
1.1. Методы расчета ВБР	32
1.2. Схемы записи ВБР	40
1.3. Выводы к главе 1	43
Глава 2. Оптимизация параметров УФ лазера для записи ВБР голографическими методами	44
2.1. Удвоение частоты аргонового лазера во внешнем резонаторе	45
2.2. УФ аргоновый лазер с внутррезонаторным удвоением частоты	58
2.3. Выводы к главе 2	62
Глава 3. Подавление боковых резонансов в спектре отражения ВБР различными методами	64
3.1. Выравнивание среднего значения наведенного показателя преломления вдоль ВБР в схеме записи с фазовой маской	64
3.2. Выравнивание среднего значения наведенного показателя преломления вдоль ВБР в схеме записи с подвижной фазовой маской	75
3.3. Выравнивание среднего значения наведенного показателя преломления вдоль ВБР в схеме записи с интерферометром Ллойда	91
3.4. Выводы к главе 3	101
Заключение	102
Список обозначений и сокращений	106
Список литературы	112

Введение

Возникновение и развитие волоконной оптики было обусловлено главным образом потребностями общества в технологиях оптической связи [1]. Создание одномодовых волоконных световодов с малыми потерями в ближней инфракрасной области спектра (минимум потерь ~ 0.2 дБ/км достигается вблизи длины волны $\lambda \sim 1550$ нм) привело к увеличению дальности передачи сигнала и пропускной способности волоконно-оптических линий связи. Также получили развитие волоконные лазеры и сенсорные системы [2]. Одним из ключевых элементов в различных устройствах волоконной оптики в настоящее время являются волоконные брэгговские решетки (ВБР) [2–5]. ВБР представляет собой отрезок оптического волокна с периодическим (период Λ) изменением показателя преломления в сердцевине. На рис. 1 показано схематическое изображение ВБР в одномодовом волоконном световоде.

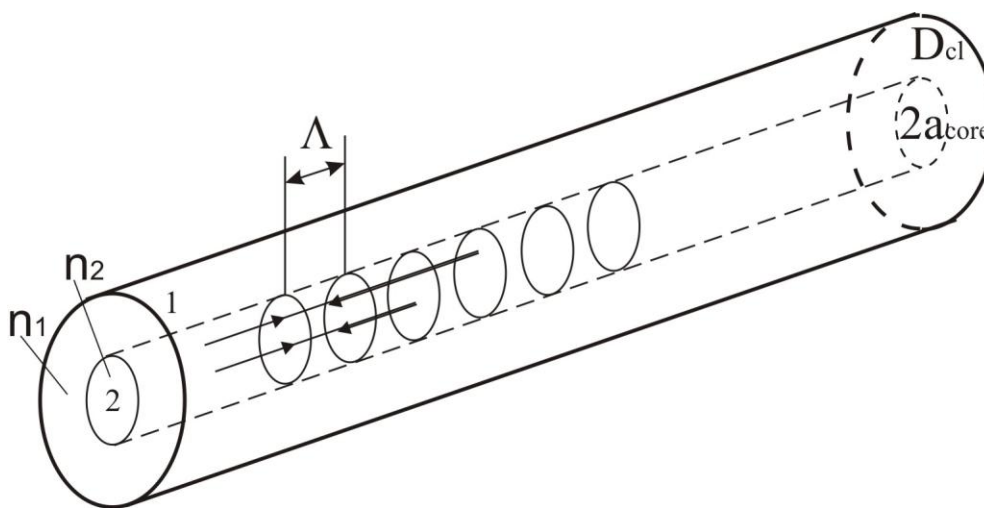


Рис. 1. Схематическое изображение ВБР в одномодовом волоконном световоде: 1 – оболочка, 2 – сердцевина.

Типичные параметры телекоммуникационных волокон: диаметр оболочки $D_{cl} \sim 125$ мкм, радиус сердцевины $a_{core} \sim 4.1$ мкм, показатели преломления кварцевой оболочки $n_1 = 1.465$, сердцевины $n_2 = 1.47$. Добавка показателя преломления в сердцевине $n_2 - n_1 \sim 0.005$ создается за счет примеси диоксида германия (GeO_2) с концентрацией ~ 3 мол. %, который в свою очередь вносит минимальные примесные потери порядка ~ 0.01 дБ/км. Формирование ВБР в сердцевине происходит вследствие фотомодификации легированного стекла при засветке волоконного световода ультрафиолетовым излучением (УФ) с пространственной модуляцией интенсивности, например, в области интерференции пучков [6]. Относительное изменение показателя преломления может достигать $\Delta n/n \sim 10^{-2}$, если световод предварительно насытить водородом [7].

Электромагнитную волну, распространяющуюся по волоконному световоду, можно представить в виде комбинации направляемых и излучательных мод световода. Направляемым модам соответствует дискретный набор констант распространения β_j , в то время как излучательные моды образуют континуум β . Структура показателя преломления волоконной решетки выбирается таким образом, чтобы обеспечить необходимое резонансное взаимодействие между заданными модами волоконного световода. Взаимодействие мод волоконного световода обычно описывается с помощью теории связанных мод [8], в рамках которой предполагается, что на определенной длине волны только две моды удовлетворяют условию фазового синхронизма и, следовательно, могут эффективно передавать друг другу энергию. Две бегущих волны с одной длиной волны излучения взаимодействуют на однородной решетке показателя преломления с периодом

Λ , если выполняется условие фазового синхронизма: $\beta_2 - \beta_1 = \frac{2\pi N}{\Lambda}$, где β_1 и β_2 – константы распространения рассматриваемых мод, N – целое число, характеризующее порядок, в котором реализуется межмодовое взаимодействие. Это условие означает, что волны, отраженные от различных штрихов решетки, интерферируют конструктивно, если набег фаз между ними кратен 2π . Константа распространения моды выражается следующим соотношением:

$$\beta_i = \frac{2\pi n_{eff}^i}{\lambda}, \text{ где } n_{eff}^i \text{ – эффективный показатель преломления } i\text{-й моды, } \lambda \text{ – длина}$$

волны в вакууме. ВБР связывает основную поперечную моду волоконного световода с той же модой, распространяющейся в противоположном направлении. Таким образом, спектр ВБР имеет резонансный характер, коэффициент отражения максимален вблизи так называемой брэгговской длины волны, соответствующей первому порядку интерференции: $\lambda_{Br} = 2n_{eff}\Lambda$, где n_{eff} – эффективный показатель преломления для основной моды волоконного световода, Λ – период модуляции.

В настоящее время ВБР широко используются в различных устройствах волоконной оптики, что обусловлено их уникальными спектральными свойствами, полностью волоконным исполнением, малыми вносимыми потерями. В частности, ВБР нашли ряд важных применений в схемах полупроводниковых и волоконных лазеров. Излучение диодного лазера с помощью линзы, сформированной на торце световода, вводится в его сердцевину. ВБР, записанная в световоде, может играть роль внешнего зеркала резонатора, что обеспечивает генерацию одной собственной моды лазерного диода, длина волны которой находится в контуре отражения решетки. Чтобы

исключить влияние собственного резонатора лазера, на его выходную грань, обращенную к световоду, наносят просветляющее покрытие.

ВБР широко используются для формирования резонаторов волоконных лазеров [9], активной средой которых служат волоконные световоды, легированные ионами редкоземельных элементов, таких как эрбий (Er), иттербий (Yb), неодим (Nd), тулий (Tm) и гольмий (Ho). Решетки при этом могут быть записаны как в пассивном световоде (соединенным с активным), так и непосредственно в активном световоде. Оптическая накачка активной среды обычно осуществляется лазерным диодом с волоконным выходом. Простейшая схема волоконного лазера показана на рис. 2.

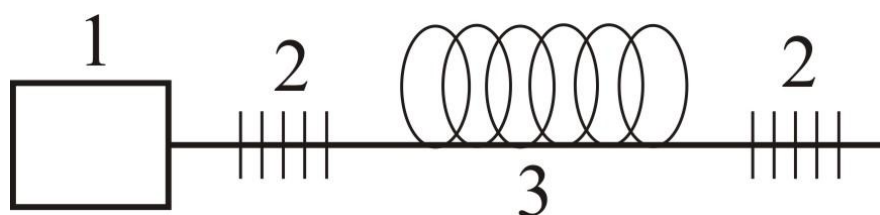


Рис. 2. Схема волоконного лазера: 1 – диод накачки, 2 – согласованные по резонансной длине волны ВБР, 3 – волоконный световод, легированный редкоземельными элементами.

Волоконные лазеры обладают уникальными характеристиками: высокое качество пучка за счет использования одномодовых волокон, отсутствие юстируемых оптических элементов, высокая эффективность генерации, малые оптические потери в резонаторе. Использование ВБР позволяет варьировать длину волны генерации в пределах контура усиления активной среды лазера, обеспечить стабильность генерации, в ряде случаев уменьшить ширину лазерной линии [10]. Одномодовые (поддерживается одна поперечная мода световода) одночастотные (генерируется одна продольная мода) волоконные

лазеры с узкой линией генерации и относительно небольшой выходной мощностью (~10 мВт), которую легко усилить до Ватт и более, находят применение в лазерной спектроскопии, датчиках физических величин и др. Среди многочисленных схем таких лазеров можно выделить лазеры с относительно коротким (несколько сантиметров) резонатором, сформированным двумя однородными ВБР – так называемые лазеры с распределенными брэгговскими отражателями [11], и лазеры на основе ВБР с фазовым сдвигом – так называемые лазеры с распределенной обратной связью [12, 13].

Для создания мощных одномодовых (генерирующих одну поперечную моду и много продольных мод) волоконных лазеров обычно применяются одномодовые волоконные световоды с двойной оболочкой [9, 14]. В качестве источника излучения накачки используются мощные многомодовые лазерные диоды (несколько диодов посредством объединителя накачки) с вводом излучения в оболочку активного световода [15, 16]. Мощность одномодовых волоконных лазеров как правило составляет десятки и сотни ватт [9], а в специальных схемах, использующих иттербиевые световоды с увеличенным диаметром сердцевины, достигает киловатт [17, 18]. Такие лазеры используются для обработки различных материалов, а также в качестве источников накачки для волоконных лазеров, использующих явление вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [19].

Волоконные ВКР-лазеры позволяют получать мощную ($P > 1$ Вт) непрерывную генерацию в широком диапазоне длин волн [20]. Длина волны генерируемого излучения определяется спектром комбинационного рассеяния материала сердцевины световода. В германосиликатных световодах стоксов

сдвиг спектра комбинационного рассеяния составляет 440-460 см^{-1} , в световодах на основе фосфоросиликатного стекла присутствует интенсивная дополнительная полоса на частоте $\sim 1330 \text{ см}^{-1}$ [21], что позволяет сократить количество каскадов ВКР-преобразования в три раза, для того чтобы достичь определенной длины волны выходного излучения. Генерация стоксовых компонент достигается формированием резонатора на концах световода парой ВБР с соответствующей брэгговской длиной волны. Формирование резонаторов для второй, третьей и т.д. стоксовых компонент и использование германо- и фосфоросиликатных волокон позволяет получить практически любую длину генерации ВКР-лазера в спектральном диапазоне 1.1-2.2 мкм [22, 23].

Резонансная длина волны ВБР $\lambda_{Br}=2n_{eff}\Lambda$ чувствительна к деформациям и температуре [2, 4], что обуславливает возможность применения ВБР в качестве селектора длины волны в перестраиваемых волоконных лазерах, а также чувствительного элемента волоконных сенсорных систем. Зависимость резонансной длины волны ВБР от изменения температуры ΔT и аксиального растяжения ΔL

$$\Delta\lambda_{Br} = 2\left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial L} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial L}\right)\Delta L + 2\left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T}\right)\Delta T \quad (1)$$

в основном определяется коэффициентом термического расширения и термооптическим коэффициентом волоконного световода (2), а также коэффициентом фотоупругости (3):

$$\Delta\lambda_{Br} = \lambda_{Br}(\alpha_{\Lambda} + \alpha_n)\Delta T \quad (2)$$

$$\Delta\lambda_{Br} = \lambda_{Br}(1 - p_e)\varepsilon \quad (3)$$

где $\alpha_{\Lambda}=0.55 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ – коэффициент термического расширения плавленного кварца, $\alpha_n \approx 6.6 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ – термооптический коэффициент, зависящий от состава

стекла сердцевины волоконного световода и имеющий слабую зависимость от температуры, $p_e=0.22$ – коэффициент фотоупругости кварцевого волоконного световода, $\varepsilon=\Delta L/L$ относительное удлинение волоконного световода. Сенсоры на основе ВБР имеют высокую чувствительность и малое время отклика на изменение измеряемой величины. Также к числу основных преимуществ таких сенсоров можно отнести малые габариты, защищенность от воздействия электромагнитных полей, возможность объединения сенсоров в распределенные системы [24, 25].

Основной проблемой, определяющей практическое применение сенсоров на основе ВБР, является разработка методов для измерения малых сдвигов брэгговской длины волны с большой точностью. Использование широкополосного источника излучения и спектроанализатора позволяет определять изменение температуры сенсора на 0.1°C или относительное растяжение $\sim 10^{-6}$, но практическое применение этого метода ограничено из-за высокой стоимости приборов. В другом распространенном методе сканирования используется узкополосный перестраиваемый лазер (например, эрбиевый) и фотодетектор, на который поступает отраженное от ВБР излучение.

Диапазон перестройки при растяжении волоконного световода ограничен его малой прочностью (типичное значение ε составляет ~ 0.01). Диапазон перестройки при сжатии световода также ограничен, но в данном случае он значительно больше: $\varepsilon \sim -0.2$. В настоящее время используются два способа создания аксиальных нагрузок: сжатие волоконного световода в обойме, что требует относительно сложной конструкции, и изгиб пластины (балки) с приклеенным к ней волоконным световодом. В работе [26] продемонстрирована перестройка одночастотного эрбиевого лазера методом сжатия световода в

обойме, получен диапазон перестройки излучения 1525-1557 нм. В работе [27] также с использованием метода сжатия в обойме были созданы перестраиваемые фильтры на основе ВБР с диапазоном перестройки 46 нм в области 1550 нм. При использовании метода изгиба балки достигнуты рекордные значения диапазона перестройки: 110 нм в области 1.55 мкм, что соответствует значению $\varepsilon \sim -0.09$ [28]. При использовании такой ВБР в качестве селективного элемента эрбиевых волоконных лазеров диапазон перестройки не превышал 35 нм (1532-1567 нм) при мощности ~ 40 Вт [29]. Для неодимового лазера получен диапазон перестройки 15 нм (911-926 нм) при выходной мощности до ~ 0.8 Вт [30]. В работе [31] получен диапазон перестройки 45 нм для лазера на основе легированного иттербием волоконного световода с двойной оболочкой, генерирующего на длине волны ~ 1.1 мкм с выходной мощностью ~ 6 Вт.

Также ВБР широко применяются в качестве спектрально-селективных элементов в системах волоконно-оптической связи [2, 10]. Постоянно растущая потребность в увеличении скорости передачи информации привела к тому, что волоконно-оптические линии связи (ВОЛС) стали разрабатываться с применением спектрального мультиплексирования оптических каналов (DWDM). Для работы ВОЛС требуются устройства ввода/вывода отдельных спектральных каналов, которые могут быть реализованы с помощью ВБР [32]. Схема такого селектора оптического канала с длиной волны λ_N , построенная на основе ВБР с высоким коэффициентом отражения и двух оптических циркуляторов, приведена на рис. 3.

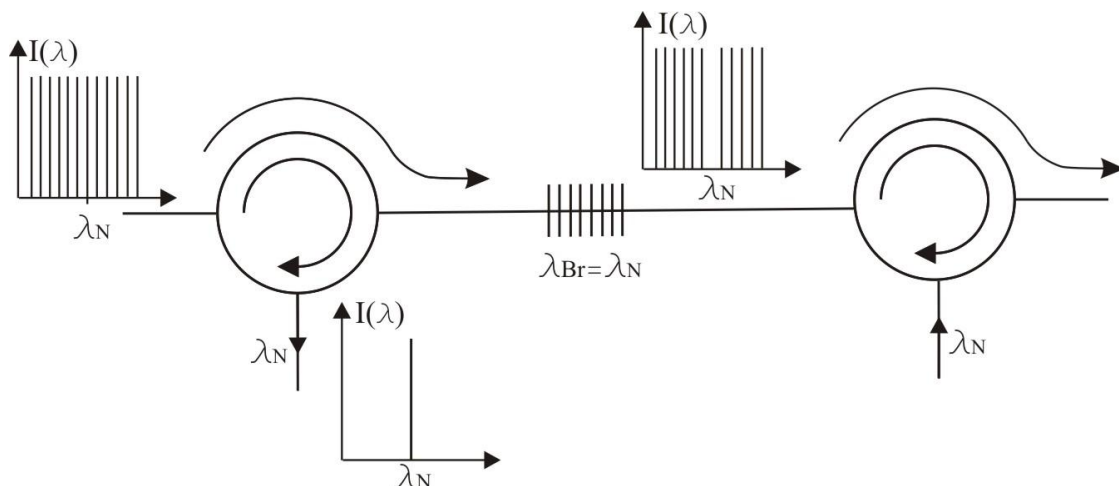


Рис. 3. Схема устройства для ввода/вывода заданного спектрального канала в оптической линии связи.

Хроматическая дисперсия волоконных световодов ограничивает скорость передачи информации. При распространении в диспергирующей среде лазерные импульсы уширяются и начинают перекрываться друг с другом, вследствие этого для передачи импульсов на расстояния, превышающие 10 км, необходимо использовать компенсаторы дисперсии. Это может быть осуществлено с использованием «чирпованной» ВБР (с переменным периодом), которая способна вносить определенную временную задержку между спектральными компонентами импульса и таким образом восстанавливать его исходную форму [33]. Также для передачи информации на большие расстояния необходимо усиливать оптический сигнал через каждые 50-100 км, для чего, как правило, используются эрбиевые волоконные усилители (для линий в области 1.55 мкм), которые имеют значительные спектральные вариации коэффициента усиления, зависящие от многих факторов, таких как концентрация ионов эрбия и его локальное окружение, длина волны и интенсивность оптической накачки, длина самого световода и других. Использование ВБР позволяет исправить

нежелательные спектральные искажения, возникшие после усиления сигналов [34].

Механизмы фотоиндуцированного изменения показателя преломления в кварцевом стекле в процессе записи ВБР до сих пор изучены не до конца. Известно, что для германосиликатного стекла фотовозбуждение германиевых кислородно-дефицитных центров (ГКДЦ) играет иницирующую роль для последующей трансформации сетки стекла, которая сопровождается изменением его показателя преломления [2-4, 35]. В спектре поглощения германосиликатного стекла доминируют две полосы с максимумами 242 нм и 330 нм, приписываемые синглет-синглетному и синглет-триплетному поглощению ГКДЦ соответственно. Фотовозбуждение синглетной полосы может осуществляется различными лазерными ультрафиолетовыми (УФ) источниками. Распространенным и относительно дешевым является эксимерный импульсный лазер KrF с длиной волны 248 нм. Наилучшими характеристиками (длина когерентности, стабильность, качество пучка) в настоящее время обладает излучение с длиной волны 244 нм, получаемое при удвоении частоты непрерывного аргонового лазера [2-4]. Также для записи используют вторую гармонику аргонового лазера с длиной волны 257 нм, четвертую гармонику Nd³⁺:YAG лазера (длина волны 266 нм), вторую гармонику лазеров на красителях (длина волны 220-260 нм) [2]. Полоса триплетного поглощения на три порядка менее интенсивная [35], однако, она также может быть использована для наведения значительного показателя преломления ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$) [36, 37].

Волоконные брэгговские решетки изготавливаются методами, которые можно разделить на две категории: голографические (интерференционные) и

неголографические. В методах первой категории используется амплитудное или пространственное разделение пучка на два, которые впоследствии интерферируют в волокне. Неголографические методы основаны на периодической засветке волокна с помощью импульсного источника через амплитудную маску или поточечным способом [2].

В интерференционных методах период структуры наведенного показателя преломления, и соответственно, резонансную длину волны ВБР можно изменять посредством выбора угла сведения ультрафиолетовых пучков [2, 5], рис. 4.

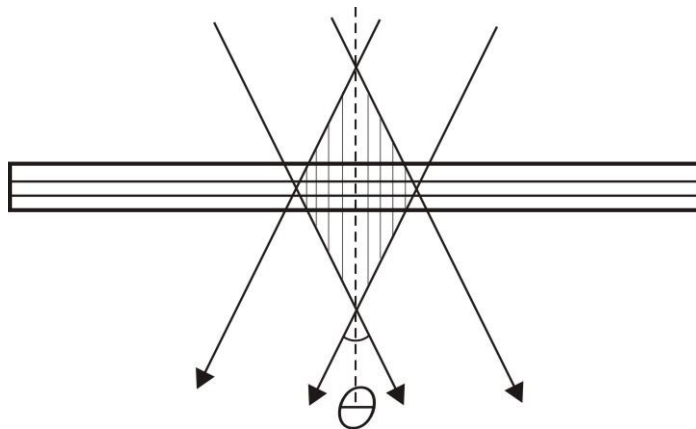


Рис. 4. Принципиальная схема интерференционной записи ВБР.

Период интерференции определяется углом сведения пучков в соответствии с формулой

$$\Lambda = \frac{\lambda_{uv}}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (4)$$

где λ_{uv} – длина волны УФ излучения, θ – угол между интерферирующими пучками. Таким образом, брэгговская длина волны зависит от угла θ

$$\lambda_{Br} = \frac{n_{eff} \lambda_{uv}}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (5)$$

Интерференцию лучей можно обеспечить разными способами [2, 3]. В методе с амплитудным разделением пучка (см., например, [6]) УФ пучок с помощью расщепителя разделяется на два, которые затем сводятся на волокне под углом θ с помощью двух зеркал. Недостатками схемы являются механические вибрации и длинные пути пучков в воздухе. Для низкокогерентных источников разность пути, возникающая из-за расщепителя пучка, должна быть скомпенсирована.

Интерферометры с пространственным разделением пучка (интерферометр Ллойда [38]) имеют меньшее количество оптических элементов и, следовательно, лучшую стабильность, обладают высокой гибкостью в выборе таких параметров решеток, как период и длина. В этой схеме интерференционная картина для записи ВБР образуется с помощью зеркала, одна половина пучка сводится с другой половиной под углом θ (рис. 5, а). Угол интерференции θ задается с помощью поворотного столика, на котором расположено зеркало. Так как половина падающего пучка отражается, интерференционные полосы возникают в области, протяженность которой равна половине ширины пучка. Схема предполагает использование УФ источника излучения с длиной когерентности не менее разности пути интерферирующих пучков. Замещение зеркала призмой, пропускающей УФ излучение, приводит к более стабильному интерферометру. В этом случае пучок падает в направлении прямого угла призмы, при этом половина пучка отражается за счет полного внутреннего отражения от одной из граней и

перекрывается с другой половиной пучка на выходе из призмы через вторую грань. Световод располагается в области интерференции пучков. Настройка интерферометра на требуемую резонансную длину волны в этом случае затруднена отсутствием оси симметрии.

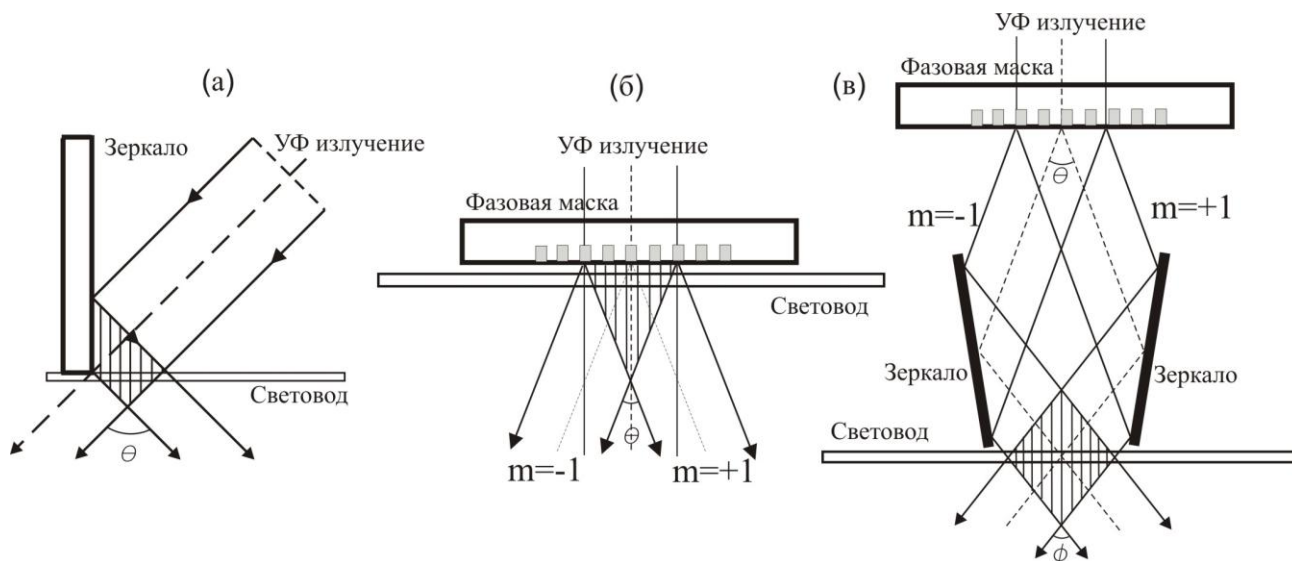


Рис. 5. Интерференционные схемы записи ВБР: интерферометр Ллойда (а), схема с фазовой маской (б), схема с фазовой маской и интерферометром Тальбота (в) [4].

В методе с фазовой маской, предложенном в работе [39], реализуется интерференция между +1 и -1 порядками дифракции излучения, прошедшего через фазовую маску. Маска изготавливается из кварцевого стекла, прозрачного в УФ части спектра, и имеет рельеф, обеспечивающий подавление нулевого и других порядков дифракции и сосредоточение в +1 и -1 порядках основной доли мощности. Таким образом достигается высокий контраст интерференционной картины. Если волокно располагается непосредственно за маской (рис. 5, б), схема является очень стабильной, но позволяет записывать ВБР с фиксированной брэгговской длиной волны, что является ее недостатком.

Перестройку резонансной длины волны ВБР в относительно широких пределах можно осуществить в интерферометре Тальбота [40] одновременным поворотом дополнительных зеркал, расположенных на угловых подвижках, при этом волокно необходимо поместить на линейную подвижку (рис. 5, в). В схеме с фазовой маской часто используют цилиндрические фокусирующие линзы перед фазовой маской, при этом возрастает плотность мощности записывающего пучка. В случае, когда волокно расположено непосредственно за фазовой маской, минимальное расстояние от фазовой маски до сердцевины волокна равно радиусу волокна, таким образом, нет перекрытия пучков в небольшой области на краях решетки. При высокой интенсивности записывающего пучка необходимо учитывать вклад в интерференцию от нулевого порядка. В схеме с фазовой маской и интерферометром Тальбота нулевой порядок можно заблокировать, либо записывать решетку в области, достаточно удаленной от падающего нулевого порядка. Зеркала в схеме могут быть замещены прозрачным для УФ излучения кварцевым блоком, в результате чего получается компактный и стабильный интерферометр.

Конкретные применения ВБР налагают определенные требования на форму спектра отражения, которая определяется профилем показателя преломления решетки, одним из общих требований является отсутствие боковых резонансов. В частности, это важно при использовании решетки в лазере, т.к. форма спектра отражения ВБР определяет спектр генерации. В сенсорных системах по зависимости $\lambda_{Br}(T, \varepsilon)$ можно определить температуру T или относительную деформацию ε , поэтому важно иметь только один пик в спектре отражения. Подавление боковых резонансов достигается за счет обеспечения плавного изменения амплитуды модуляции и выравнивания среднего значения

наведенного показателя преломления вдоль решетки $\overline{\Delta n}(z) = const$, так называемой аподизации профиля решетки.

Существует множество профилей показателя преломления, формируемых ультрафиолетовым или фемтосекундным (с разной длиной волны) излучением, которые позволяют получить спектр ВБР с подавленными боковыми резонансами [2], при этом практическая реализация большинства из них требует технологически сложных сканирующих методик. Профиль решетки можно рассчитать, исходя из желаемого спектра отражения, решив обратную задачу рассеяния [41, 42].

Впервые продольное сканирование пучка относительно фазовой маски и волокна в схеме записи с фазовой маской было реализовано в работе [43]. В качестве источника использовалось излучение, полученное в нелинейном кристалле путем удвоения частоты излучения аргонового лазера. С помощью сканирования зеркала, направляющего пучок, были записаны решетки длиной до 50 мм с коэффициентами отражения до 0.7 и шириной спектра 0.029 нм. В работе [44] волоконный световод вместе с фазовой маской двигались поперек записывающего пучка (в качестве источника использовалась четвертая гармоника Nd:YAG лазера), были записаны решетки длиной до 15 мм с коэффициентом отражения до 0.985 и шириной спектра ~0.2 нм на длине волны ~1535 нм. В работе [45] за счет двух последовательных сканирований удалось получить подавление боковых резонансов на 20 дБ для решетки с коэффициентом отражения 0.9. При первом сканировании через амплитудную маску формировалась решетка необходимой длины, при втором сканировании через другую амплитудную маску и фазовую маску была обеспечена требуемая модуляция наведенного показателя преломления и достигнуто постоянство

вдоль ВБР результирующего среднего значения наведенного показателя преломления. Также для создания решеток с аподизированным профилем используются фазовые маски с промодулированной дифракционной эффективностью, внедренными фазовыми сдвигами, фазовые маски с переменным периодом. В работе [46] было продемонстрировано подавление боковых резонансов примерно на 14 дБ для решеток с коэффициентом отражения 0.1 с использованием фазовой маски с промодулированной дифракционной эффективностью.

Использование пьезокерамики в процессе сканирования позволяет модулировать относительное положение волоконного световода и фазовой маски в процессе записи и таким образом формировать в ВБР контролируемые фазовые сдвиги [47]. Изменяя амплитуду относительных смещений световода и маски в процессе сканирования от половины периода ВБР до нуля и таким образом изменяя величину модуляции показателя преломления, можно сформировать необходимый профиль ВБР при постоянном среднем значении показателя преломления. Данный способ универсален относительно задания аподизирующей функции, однако достаточно сложен технически. В работе [48] при помощи этого метода удалось достичь подавления боковых резонансов приблизительно на 13 дБ.

В работе [49] описан метод записи ВБР в три и более этапов, который заключается в том, что записываются перекрывающиеся решетки, смещенные друг относительно друга на расстояние меньше периода решетки. Для записи используется импульсный источник, волокно перемещается поперек интерференционных полос синхронно с прибытием УФ импульса. В результате интерференционные полосы симметрично «распыляются» относительно центра

первоначальной решетки. Этим методом можно записать решетку, постепенно исчезающую к краям. В работе [50] при помощи этого метода были записаны аподизированные решетки длиной 50 мм с шириной спектра 27 пм с коэффициентом отражения 2-3 %.

В работе [51] описывается запись аподизированной ВБР, получаемой в результате записи одной ВБР поверх другой. На первом этапе ВБР записывается методом сканирования в волокне в свободном состоянии. На втором этапе волокно симметрично растягивается в противоположных направлениях точно на период решетки в волокне при помощи двух пьезоэлектрических датчиков, осциллирующих в противофазе, и вторая решетка записывается поверх первой. Таким образом, решетки симметрично перекрываются. Центральные части решеток перекрываются в фазе, на краях разность фаз равна π .

В работе [52] для пучков эксимерного лазера с малой продольной длиной когерентности наклонное падение интерферирующих пучков приводило к замыванию интерференционной картины на краях, в результате чего происходила аподизация профиля ВБР.

Также большой интерес представляет запись волоконных решеток ультракороткими лазерными импульсами в фемтосекундном режиме, для которой в отличие от обычной записи не требуется фоточувствительность световода. Сфокусированный ультракороткий лазерный импульс имеет интенсивность, достаточную для того, чтобы запустить процесс нелинейного поглощения в области фокусировки пучка, который, в свою очередь, приводит к изменению показателя преломления вещества [53]. Перемещая образец, можно записывать трехмерные волноводы [54]. Этот эффект учитывается при

фемтосекундной записи разнообразных компактных объединенных оптических элементов [55].

Воздействие ультракоротких импульсов на объемное стекло было в значительной степени изучено в работах [54, 56-59]. Выявлено, что для нефоточувствительного плавленого кварца может быть индуцировано три типа изменений показателя преломления под воздействием коротких импульсов длительностью 100 фс на длине волны 800 нм в зависимости от интенсивности излучения. При интенсивности выше $\sim 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см² возникает однородное увеличение показателя преломления за счет уплотнения и образования центров окраски. При интенсивности выше $\sim 8 \cdot 10^{13}$ Вт/см² стекло становится двулучепреломляющим в результате формирования нанорешеток. Как изотропное, так и неизотропное изменение показателя преломления имеют порядок величины 10^{-3} . При интенсивностях выше $30 \cdot 10^{13}$ Вт/см² происходят микровзрывы, в результате чего появляются микрополости [53], которые могут обуславливать очень сильное изменение показателя преломления порядка 10^{-1} .

Существует два принципиальных подхода к записи волоконных решеток ультракороткими импульсами: прямая запись и боковая засветка. Прямая (поточечная) запись подразумевает, что волокно движется вдоль своей оси в течение записи. Лазерный пучок фокусируется с помощью микрообъектива с большой числовой апертурой. Период решетки определяется сдвигом волокна. В методе боковой засветки волокно неподвижно, запись решетки происходит в области интерференции пучков, полученных после прохождения дифракционного элемента (фазовой маски), период решетки определяется маской. Для получения решеток с большим поперечным сечением пучок или волокно и фазовая маска могут перемещаться перпендикулярно оси волокна.

В большинстве случаев для записи используется титан-сапфировый лазер, генерирующий импульсы длительностью 50-150 фс с частотой повторения 1 кГц на длине волны 800 нм [60-63]. В случае необходимости записи решеток в видимом или УФ диапазоне применяется удвоение или учетверение частоты [64, 65]. В качестве источника также может служить иттербиевый лазер ($\lambda=1064$ нм).

В схеме прямой записи для фокусировки лазерного пучка используются микроскопы с большой числовой апертурой $NA>0.4$ [61, 63, 66]. Первые длиннопериодные решетки, записанные ИК и УФ фемтосекундными импульсами, описаны в работах [60, 65], в работе [67] описывается одна из первых ВБР, записанных этим методом. Одним из недостатков этого метода является труднодостижимая стабильность периода решетки (критическая для малых периодов), зависящая от точности перемещения подвижки. Можно обойти эту проблему, перемещая волокно с постоянной скоростью v и при этом модулируя выходной пучок лазера с помощью задвижки. В этом случае период решетки $\Lambda=v/f$ контролируется частотой модуляции f . Обычно используемый для записи длиннопериодных решеток [68, 69], этот метод успешно применяется для формирования брэгговских отражающих волноводов в объемном материале [58, 70], особенно при условии использования лазеров с высокой частотой повторения, которые существенно увеличивают скорость записи [70].

Для записи ВБР преобладает метод записи одиночным импульсом. Впервые этот метод был применен в работе [61]. В этом случае энергия импульса достаточно высока, чтобы привести к микровзрыву, в результате которого образуются микропустоты с высоким контрастом показателя преломления.

Период решетки определяется частотой повторения записывающего лазера f_R $\Lambda = v/f_R$ [61, 63, 66]. Преимущество метода прямой записи заключается в его гибкости, благодаря которой можно записывать ВБР со сложными продольными профилями («чирпованные» решетки и ВБР со сдвигом фазы [63]). Однако, данный метод требует точной настройки. Запись воспроизводимых «чирпованных» решеток довольно проблематична, поскольку в этом случае необходимо реализовать ускорение и замедление подвижек с волокном. Вместо этого предпочтительнее изменять частоту повторения лазера.

В методе боковой засветки необходимо учитывать, что длина пространственной когерентности фемосекундных импульсов составляет примерно 30 мкм для 100 фс импульса, поэтому требуется очень точная настройка записывающей установки. Фазовая маска помещается на расстоянии нескольких мм от волокна [71], обеспечивая интерференцию +1 и -1 порядков дифракции в максимальной близости от волокна, период интерференции равен половине периода фазовой маски. Пучок обычно фокусируется только по вертикали с использованием цилиндрических линз с фокальными длинами больше 10 мм. Длина ВБР ограничена диаметром пучка, дифракционным углом фазовой маски и расстоянием между волокном и маской. Запись фемосекундных ВБР методом боковой засветки описана в работах [62, 72]. Выявлено, что данный метод выигрывает от малой длины когерентности фемосекундного лазера из-за эффекта сноса порядков дифракции, впервые рассмотренного и численно рассчитанного в работе [73]. Из-за разных углов дифракции дифракционные порядки разделяются с увеличением расстояния от фазовой маски и не интерферируют [73], в результате чего получается чистая двухволновая интерференция, которая может быть использована для записи

поперечно однородных ВБР. По сравнению с методом прямой записи, настройка в данном методе менее критична. С помощью перемещения волокна и маски в процессе записи (по оси, перпендикулярной волокну и направлению пучка) могут быть записаны решетки с большими поперечными сечениями [74]. При перемещении маски и волокна вдоль оси волокна могут быть записаны бесшовные ВБР с длинами, ограниченными только физическим размером маски (т.н. метод сканирования фазовой маски).

Используя метод боковой засветки, намного более проблематично записать ВБР со сложным продольным профилем (например, «чирпованную» ВБР), чем в схеме прямой записи, поскольку период решетки фиксирован установкой. Можно обойти это ограничение, применив для записи «чирпованных» ВБР метод сгибания волокна [75].

Отметим некоторые свойства и особенности решеток, записанных ультракороткими импульсами. Такие решетки могут быть записаны практически в любом волокне, поскольку в этом случае не требуется фоточувствительность. В отличие от обычных решеток, в случае фемтосекундной записи ВБР можно записывать непосредственно в активном волокне и без всякой подготовки для увеличения фоточувствительности. Вдобавок возможна запись через оболочку, что было продемонстрировано в установке прямой записи с микрообъективом с большой числовой апертурой [76]. При этом по сравнению с записью без оболочки, требуется большая энергия импульса. Запись через оболочку также может быть произведена в установке с фазовой маской [77]. Изменения показателя преломления могут быть локализованы в сердцевине [78] или простираются в оболочку волокна [74]. Такие решетки можно использовать при температурах выше 1000 градусов

– как записанные методом прямой записи [79], так и методом боковой засветки [80]. Решетки, которые могут работать при температуре, близкой к температуре плавления стекла волокна, идеальны в качестве сенсоров в жестких условиях эксплуатации [60, 65, 69, 81].

Решетки, записанные фемтосекундным лазером, находят широкое применение в волоконной оптике. Так, локализованные асимметричные волоконные решетки могут быть использованы для измерения радиуса кривизны волокна. Сенсор, реализованный в стандартном одномодовом волокне, работает в одной плоскости с чувствительностью к изгибу $0.77 \cdot 10^{-3}$ нм·м [81]. Обычная длиннопериодная решетка с оболочкой, структурированной фемтосекундным лазером, работает как векторный изгибный сенсор с высокой чувствительностью. Коэффициент для вогнутого изгиба составляет -1.6 нм·м, для выпуклого $+3.8$ нм·м, таким образом позволяя определять направления изгиба [68]. На основе поперечно асимметричной длиннопериодной решетки в фотонно-кристаллическом волокне, записанной фемтосекундными импульсами, можно создать сенсор изгиба с коэффициентом -11.4 нм·м для вогнутого и 7 нм·м для выпуклого изгиба [69].

ВБР, записанные фемтосекундным лазером в активном волокне, используются в качестве зеркал резонатора волоконных лазеров. Первый волоконный лазер, созданный с использованием такой ВБР, продемонстрирован в работе [82]. Высокоотражающая решетка была записана через фазовую маску на одном конце 85 см эрбиевого одномодового волокна, вторым зеркалом резонатора служил плоский скол на другом конце волокна. Выходная мощность лазера составила 38 мВт при эффективности преобразования 21%. Отметим, что при создании лазера не потребовалась сварка и предварительная подготовка

волокна. На основе решеток, записанных фемтосекундным лазером в активных волокнах, были созданы лазеры, генерирующие на длинах волн 1.064 нм [64], 1480 нм [83], а также в ИК диапазоне на длине волны 2 мкм [84] и 2.8 мкм [85]. Также одним из самых впечатляющих применений решеток, записанных фемтосекундным лазером, является полностью волоконный лазер с модуляцией добротности [86], ключевой элемент которого – ВБР, записанная в иттербиевом волокне.

Проведенный анализ литературы показывает, что для многих применений требуются волоконные брэгговские решетки с подавленными боковыми резонансами в спектре отражения. К моменту начала выполнения работы было разработано и реализовано много различных методов записи таких ВБР, но практически все методы используют сканирование записывающего пучка относительно световода, поэтому являются достаточно сложными.

Цель данной работы состояла в разработке технически несложных голографических методов записи, обеспечивающих подавление боковых резонансов в спектре отражения ВБР без использования сканирования (в полном поле интерференционной картины, получаемой при пропускании гауссова пучка через фазовую маску или интерферометр Ллойда). Достижение этой цели потребовало решения следующих задач:

- Оптимизация параметров непрерывного УФ лазера для записи ВБР (расчет и реализация), измерение параметров УФ пучка.
- Разработка методов характеристики записанных решеток (расчет и сравнение с экспериментом).

- Реализация и сравнение разных голографических методов записи (схемы с фазовой маской и интерферометром Ллойда).
- Исследование возможностей аподизации (сглаживания профиля показателя преломления) при использовании гауссова пучка в этих схемах.
- Исследование характеристик и сравнение аподизированных решеток в разных схемах.

Содержание диссертации изложено в 3 главах.

В главе 1 приводится обзор методов расчета, записи и характеристики ВБР, использованных в работе.

В разделе 1.1 описывается методика расчета спектров отражения ВБР. Рассмотрены спектральные характеристики прямоугольной ВБР (с постоянным по амплитуде изменением показателя преломления на длине решетки), приведен экспериментальный спектр такой решетки и его аналитическая аппроксимация. Приведена формула для наведенного показателя преломления в случае записи ВБР в области интерференции пучков, дифрагировавших в +1 и -1 порядки фазовой маски. Описано численное моделирование спектров отражения ВБР, записанных гауссовым пучком, которое применялось для сравнения экспериментальных спектров ВБР с расчетными. Выявлены основные зависимости спектров отражения ВБР от параметров записи ВБР гауссовым пучком (радиус пучка, величина засветки).

В разделе 1.2 описаны реализованные в работе голографические схемы записи ВБР с применением фазовой маски и интерферометра Ллойда, отмечены их возможности. Описан метод увеличения фоточувствительности оптического волокна, отмечен характер зависимости наведенного показателя преломления от

дозы УФ облучения в условиях экспериментов. Описан метод регистрации спектральных характеристик записываемых ВБР.

Раздел 1.3 обобщает результаты первой главы.

В главе 2 описывается работа по оптимизации параметров УФ лазера для записи ВБР голографическими методами. Сформулированы параметры излучения (мощность, длина когерентности), требуемые для записи ВБР.

В разделе 2.1 описываются расчет и эксперименты по удвоению частоты аргонового лазера в кристалле ВВО во внешнем резонаторе. Рассмотрен ооесинхронизм, который реализуется в кристалле ВВО, рассчитаны параметры кристалла. Далее описан выбор оптимальной фокусировки гауссова пучка в кристалле и представлен расчет внешнего резонатора методом ABCD-матриц. Описан расчет согласования моды лазера с собственной модой внешнего резонатора.

Отмечены параметры, определяющие мощность генерации второй гармоники. Представлены экспериментальные зависимости мощности второй гармоники от мощности основного излучения при различных коэффициентах отражения входного зеркала и соответствующие расчетные кривые. Отмечено хорошее согласие эксперимента и теории.

В разделе 2.2 описана схема внутррезонаторного удвоения частоты широкоапертурного аргонового лазера в кристалле ВВО. Представлены результаты расчета резонатора методом ABCD-матриц. Продемонстрирована зависимость мощности второй гармоники от мощности основного излучения при одинаковых значениях тока разряда, которая сравнивается с теоретической кривой, построенной в предположении однородного характера насыщения

усиления. Отмечено, что использование широкоапертурной газоразрядной трубки приводит к увеличению эффективности генерации второй гармоники.

Раздел 2.3 обобщает результаты главы 2.

В главе 3 описываются различные методы записи ВБР с подавленными боковыми резонансами в спектре отражения.

В разделе 3.1 предложен и реализован простой метод подавления боковых резонансов в спектре ВБР в схеме записи с фазовой маской с помощью дополнительной засветки записанной интерференционной структуры гомогенным гауссовым пучком. Представлена формула для наведенного показателя преломления с учетом дозасветки. Проанализированы (в моделировании) зависимости спектра отражения ВБР от параметров дозасветки (величина засветки, расстояния от центра записанной ВБР). Проанализирована связь формы спектров отражения с профилями наведенного показателя преломления, определены условия выравнивания среднего значения наведенного показателя преломления. Отмечено, что наиболее гладкий и узкий спектр можно получить при равной дозасветке слева и справа на одинаковом расстоянии от записанной ВБР, примерно равном радиусу пучка. Представлено сравнение экспериментальных спектров ВБР до и после дополнительной засветки с результатами численного моделирования. Отмечено, что данный метод позволяет подавлять боковые резонансы в коротковолновой части спектра до уровня <-20 дБ.

В разделе 3.2 описывается альтернативный метод подавления боковых резонансов в спектре ВБР в схеме записи с фазовой маской – путем поперечного смещения фазовой маски от волокна, приводящего к относительному сдвигу центров интерферирующих пучков. Представлен вывод формулы для

наведенного показателя преломления с учетом сдвига фазовой маски. Показаны (в моделировании) изменения спектра отражения ВБР с увеличением сдвига фазовой маски, отмечен эффект выравнивания среднего значения наведенного показателя преломления при возрастании расстояния между центрами интерферирующих пучков. Проведена экспериментальная проверка эффекта, представлены экспериментальные спектры отражения ВБР, записанных для различных сдвигов фазовой маски. Отмечены существенные отклонения результатов эксперимента от расчетных. В качестве механизма, приводящего к отклонениям, исследовано (в моделировании) влияние снижения степени когерентности интерферирующих пучков на периферии на спектр отражения ВБР. Показано, что моделирование с учетом уменьшения степени когерентности интерферирующих пучков на периферии дает лучшее согласие теории с экспериментом, чем моделирование в предположении полностью когерентных пучков. Также представлен расчет спектров отражения с учетом нелинейной зависимости наведенного показателя преломления от дозы УФ облучения. Отмечено, что в нашем случае спектры отражения ВБР, рассчитанные с учетом нелинейности, слабо отличаются от спектров, рассчитанных в допущении линейной зависимости.

В разделе 3.3 предложен и реализован метод подавления боковых резонансов в спектре ВБР для схемы записи с интерферометром Ллойда. В данной схеме сглаживание боковых резонансов достигается за счет смещения оси деления пучка в интерферометре, которое приводит к интерференции неравных частей записывающего гауссова пучка. Отмечено, что формула для наведенного показателя преломления в данном случае имеет тот же вид, что и для схемы со смещенной фазовой маской, различие состоит в области значений

координат вдоль волокна. Проанализированы (в моделировании) зависимости спектра отражения ВБР от величины смещения оси деления в интерферометре для случая интерференции полностью когерентных частей пучка и с учетом снижения степени когерентности на периферии пучка. Проведена экспериментальная проверка эффекта. Представлено сравнение экспериментальных спектров ВБР, записанных пучками с различными радиусами, с результатами численного моделирования. Отмечено качественное согласие экспериментальных спектров с расчетными, полученными с учетом снижения степени когерентности пучка.

Раздел 3.4 обобщает результаты главы 3.

Результаты диссертационной работы опубликованы в статьях в рецензируемых журналах [87-92] и материалах конференций [93-99].

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Боковые резонансы в спектре высокоотражающей волоконной брэгговской решетки (ВБР), записанной УФ гауссовым пучком в интерференционной схеме с использованием фазовой маски, можно подавить за счет дополнительной засветки гомогенным гауссовым пучком справа и слева от ВБР, что приводит к выравниванию среднего значения наведенного показателя преломления, при этом оптимальное смещение гомогенного пучка относительно области интерференции примерно равно радиусу пучка.
2. Поперечное смещение фазовой маски относительно волокна в интерференционной схеме записи с использованием фазовой маски приводит к выравниванию среднего значения наведенного показателя преломления и тем самым к подавлению боковых резонансов в

коротковолновой части спектра отражения ВБР за счет относительного сдвига центров интерферирующих гауссовых пучков, оптимальная величина которого примерно равна 1.2 радиуса пучка.

3. Смещение записывающего гауссова пучка относительно оси деления в интерферометре Ллойда приводит к выравниванию среднего значения наведенного показателя преломления и тем самым к подавлению боковых резонансов в коротковолновой части спектра отражения ВБР при величине смещения, примерно равной 0.6 радиуса пучка в оптимуме.

Глава 1. Обзор методов расчета, записи и характеристики ВБР

1.1. Методы расчета ВБР

Форма спектра ВБР определяется изменением показателя преломления вдоль волокна, которое описывается выражением:

$$n(z) = n_0 + \Delta n(z) = n_0 + \Delta n_{dc}(z) + \Delta n_{ac}(z) \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda} z\right] \quad (1.1)$$

где n_0 – эффективный показатель преломления волоконного световода до засветки, $\Delta n_{dc}(z)$ – среднее значение наведенного показателя преломления, $\Delta n_{ac}(z)$ – амплитуда модуляции. В случае интерференционных схем записи ВБР при линейной зависимости наведенного показателя преломления от дозы УФ излучения выполняется соотношение $\Delta n_{ac}(z) = s \Delta n_{dc}(z)$, где s – видность интерференционной картины. Для ВБР с однородным профилем показателя преломления, т.е. постоянным по амплитуде изменением показателя преломления на длине L волоконного световода $\Delta n_{ac}(z) = const$, $\Delta n_{dc}(z) = const$ спектр отражения находится аналитически в рамках формализма связанных мод [2-4]. Максимум коэффициента отражения равен

$$R = \tanh^2\left(\pi \cdot \frac{\Delta n_{ac}}{2 \cdot (n_0 + \Delta n_{dc}) \cdot \Lambda} \cdot L\right) \quad (1.2)$$

При этом ширина спектра, определяемая как ширина центрального резонанса, равна

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta n_{ac}}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{2 \cdot \Lambda}{L}\right)^2} \quad (1.3)$$

где $\lambda = \lambda_{Br}$.

На рис. 1.1 приведен вид характерного экспериментального спектра отражения ВБР с однородным профилем показателя преломления и его аналитическая аппроксимация [2-4]:

$$R(\lambda) = \frac{\sinh^2 \sqrt{(\kappa L)^2 - (\zeta L)^2}}{\cosh^2 \sqrt{(\kappa L)^2 - (\zeta L)^2} - \frac{\zeta^2}{\kappa^2}} \quad (1.4)$$

здесь $\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \cdot s \cdot \Delta n_{dc}$, $\zeta = 2\pi n_0 \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_d} \right) + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{dc}$, $\lambda_d = 2n_0 \Lambda$, s – видность интерференционной картины.

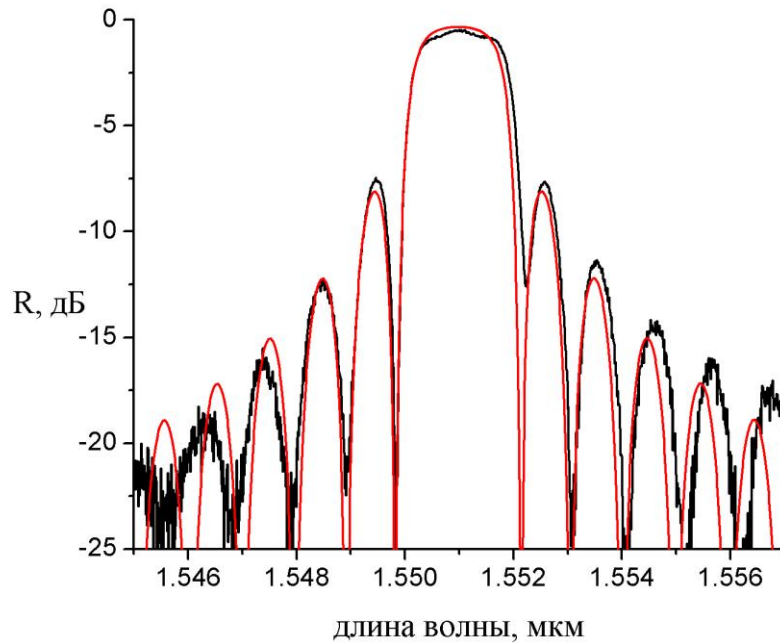


Рис. 1.1. Спектральная зависимость коэффициента отражения ВБР с однородным профилем показателя преломления (черным цветом) и расчет по формуле (1.4) с параметрами $L=0.82$ мм, $s=0.75$, $\Delta n_{dc}=0.0011n_0$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм (красным цветом).

Характерной особенностью спектров отражения ВБР такого типа является наличие выраженных боковых резонансов, достигающих для высокоотражающих решеток величин в десятки процентов.

Часто используемый для записи ВБР пучок ультрафиолетового излучения, генерируемого при удвоении линии 488 нм аргонового лазера в одномодовом режиме, имеет гауссов профиль в тангенциальной плоскости резонатора [100]. В случае записи ВБР в области интерференции пучков, дифрагировавших в +1 и -1 порядки в схеме записи с фазовой маской интенсивность интерференционной

картины будет иметь вид: $I = I_1 + I_2 + 2E_{01}E_{02} \cdot \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda} z\right]$, где $I_1 = E_{01}^2$, $I_2 = E_{02}^2$

– интенсивности интерферирующих пучков. Для гауссова профиля

интенсивности $I(z) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}\right)$, где w – радиус пучка. В случае равных

долей мощности $dm=0.375$ в +1 и -1 порядке $I_1 = I_2 = dm \cdot I_0$, выражение для

интенсивности принимает вид: $I(z) = I_0 \cdot 2dm \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}\right) \cdot \left(1 + \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda} \cdot z\right]\right)$. С

учетом непромодулированной засветки от остальных порядков

$I_0 \cdot (1 - 2dm) \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}\right)$ наведенный показатель преломления в приближении

линейной зависимости от дозы УФ облучения будет иметь вид:

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}\right) \left(1 + s \cdot \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda} \cdot z\right]\right) \quad (1.5)$$

где значение $s=0.75$ взято для конкретного варианта фазовой маски.

Для сравнения результатов эксперимента с теорией проводилось численное моделирование спектров ВБР с помощью программ, предоставленных автором работы [101]. Распространение одномерной скалярной монохроматической волны в среде описывается волновым уравнением [102]

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + k^2 E = 0 \quad (1.6)$$

где $E=E(z)$ – скалярное поле, точнее одна из компонент вектора электромагнитного (ЭМ) поля, $k=k_0n(z)$, k_0 – волновое число ЭМ волны в вакууме, $n(z)$ – заданный показатель преломления среды.

Рассматривалась задача о рассеянии (частичном отражении) волны с единичной амплитудой, падающей на область неоднородности – отрезок (0,1) слева. В этом случае поле E при $z \leq 0$ представляется в виде $E = A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_1 z}$, где A_1 и B_1 – комплексные амплитуды падающей и отраженной волн соответственно, $k_1 = k_0 n_0$ – волновое число

$$|A_1| = 1 \quad (1.7)$$

При $z \geq 1$ $E = A_2 e^{ik_1 z}$ – имеется только прошедшая волны с комплексной амплитудой A_2 . Поле E внутри отрезка (0,1) и амплитуды A_2 , B_1 определялись в результате численного решения уравнения (1.6). В силу линейности уравнения (1.6) можно задать начальные условия на правой границе, решить уравнение, а затем полученное решение домножить на некоторый коэффициент K_c , чтобы оно удовлетворяло условию (1.7). Поскольку фаза волнового решения (1.6) определена с точностью до постоянного сдвига, а амплитуда с точностью до постоянного множителя, комплексная амплитуда A_2 произвольна и была задана в виде:

$$A_2=(1,0) \quad (1.8)$$

Коэффициент K_c определялся по формуле $K_c = 1/|\tilde{A}_1|$, где \tilde{A}_1 амплитуда падающей волны, найденная из решения (1.6) при условии (1.7).

Для решения исходного уравнения (1.6) использовались следующие численные методы: метод трансфер-матрицы [101, 103, 104], метод Рунге-Кутты четвертого порядка [105], метод трансфер-матрицы применительно к системе двух уравнений первого порядка для медленно меняющихся амплитуд (см., например, [103]). Решение методом трансфер-матрицы производится следующим образом. Рассеивающий отрезок разбивается на N_s элементарных отрезков длины $h_s=L/N_s$ (в нашем случае $L=1$), внутри которых показатель преломления (амплитуду решетки) можно считать постоянным. Таким образом, распределение показателя преломления $n(z)$ аппроксимируется кусочно-постоянной (ступенчатой) функцией. Точное решение на каждой ступеньке может быть записано в виде $E = A_j e^{ik_j z} + B_j e^{-ik_j z}$, где j - номер ступеньки, A_j и B_j – комплексные амплитуды волн, $k_j=k_0 n_j$, n_j – показатель преломления на ступеньке j . Амплитуды волн меняются только на границах слоев и являются кусочно-постоянными функциями, внутри слоев происходит лишь набег фазы. Между соседними ступеньками ставятся условия непрерывности функции E и ее первой производной. Элементарная трансфер-матрица дается произведением матриц перехода через границу и распространения в слое. Результирующая Т-матрица для всей рассеивающей области является произведением матриц элементарных отрезков в порядке их расположения.

Используемые программы вычисляют, в частности, распределение коэффициента отражения для среды с заданным неоднородным распределением

показателя преломления. Входные данные для программ (значения координаты в волокне в возрастающем порядке и соответствующие им значения показателя преломления) задавались в программе *Mathematica* в виде двухмерного массива. 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 достаточная длина решетки составила $4w$ ($2w < z < 2w$), где w – радиус гауссова пучка, при дальнейшем увеличении длины несовпадение с предыдущим расчетным спектром отражения происходит на уровне < -30 дБ, что меньше предела чувствительности экспериментальной установки. Оптимальный шаг по координате h_s получился равным 0.075 мкм.

В результате моделирования спектров ВБР для различных значений w , Δn_0 выявлены следующие основные зависимости от этих параметров, см. формулу (1.5) и рис. 1.2, 1.3.

С увеличением параметра Δn_0 возрастают ширина и амплитуда основного пика (рис. 1.2), растет амплитуда боковых резонансов и соответственно увеличивается число резонансов с относительной амплитудой более -20 дБ, при этом расстояние между резонансами остается практически неизменным. Это отвечает тому, что с увеличением амплитуды модуляции показателя преломления при неизменной ширине гауссова распределения эффективная база интерферометра не меняется, но увеличивается ширина спектра в соответствии с оценочной формулой (1.3).

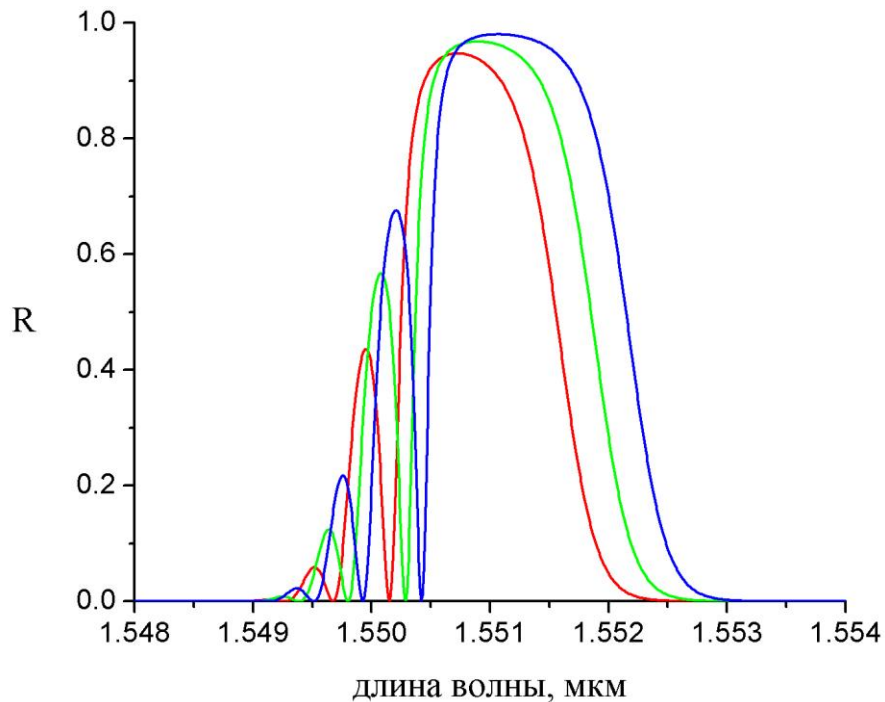


Рис. 1.2. Численное моделирование спектров ВБР, описываемых формулой (1.5) с параметрами $w=1$ мм, $s=0.75$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм и $\Delta n_0=1.4\cdot 10^{-3}$ – красным цветом, $\Delta n_0=1.6\cdot 10^{-3}$ – зеленым цветом, $\Delta n_0=1.8\cdot 10^{-3}$ – синим цветом.

С увеличением параметра w при постоянном Δn_0 ширина и амплитуда основного резонанса меняются менее значительно, чем при увеличении Δn_0 , но при этом сокращается расстояние между боковыми резонансами и соответственно увеличивается количество резонансов с амплитудой >-20 дБ. Качественное объяснение состоит в том, что при увеличении параметра w растет эффективная интерференционная база, вследствие чего уменьшается интервал между боковыми резонансами. Также отметим, что с увеличением параметра s увеличивается амплитуда и ширина основного пика и боковых резонансов, а их положение практически не меняется, что соответствует

увеличению глубины модуляции показателя преломления (видности интерференционной картины).

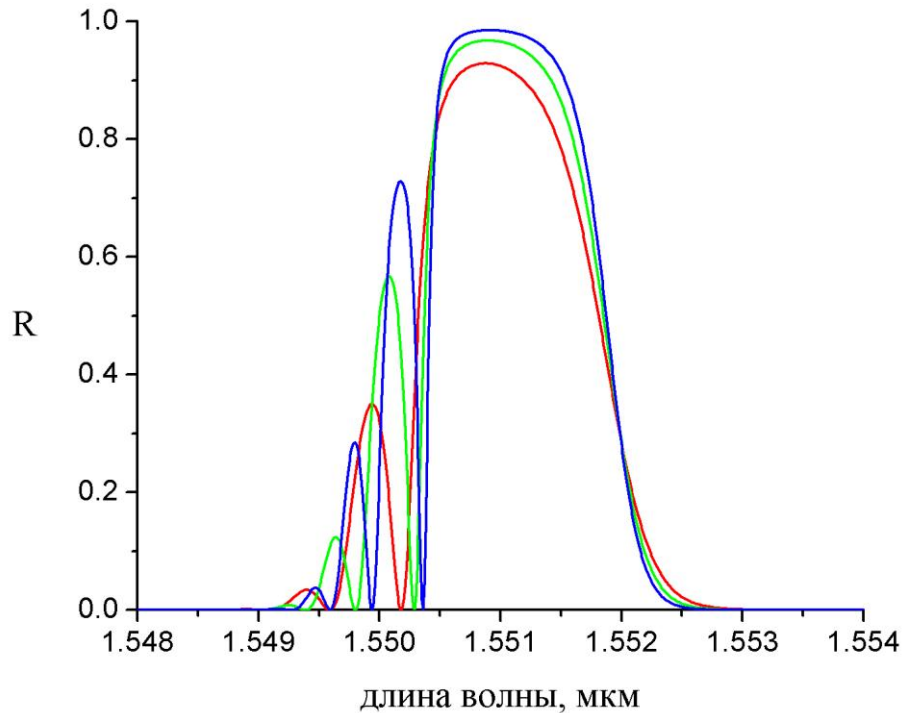


Рис. 1.3. Численное моделирование спектров ВБР, описываемых формулой (1.5) с параметрами $\Delta n_0=1.6 \cdot 10^{-3}$, $s=0.75$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм и $w=0.8$ мм – красным цветом, $w=1$ мм – зеленым цветом, $w=1.2$ мм – синим цветом.

Отметим, что для схемы записи ВБР с интерферометром Ллойда формула для наведенного показателя преломления будет иметь тот же вид (1.5), что и для схемы записи с фазовой маской, но область значений z изменится $0 < z < 2w$.

Помимо сравнения экспериментальных спектров с расчетными при параметрах экспериментов численное моделирование использовалось нами в работе [89] для определения динамики амплитуды модуляции наведенного показателя преломления при изгибном сжатии ВБР. Получено, что данный

параметр монотонно возрастает с увеличением сжатия – это означает, что примененная в работе [89] изгибная конструкция обеспечивает равномерное искривление и не наводит частотную модуляцию («чирп»).

1.2. Схемы записи ВБР

На первом этапе исследований нами была реализована голографическая схема записи ВБР с фазовой маской [88], рис. 1.4.

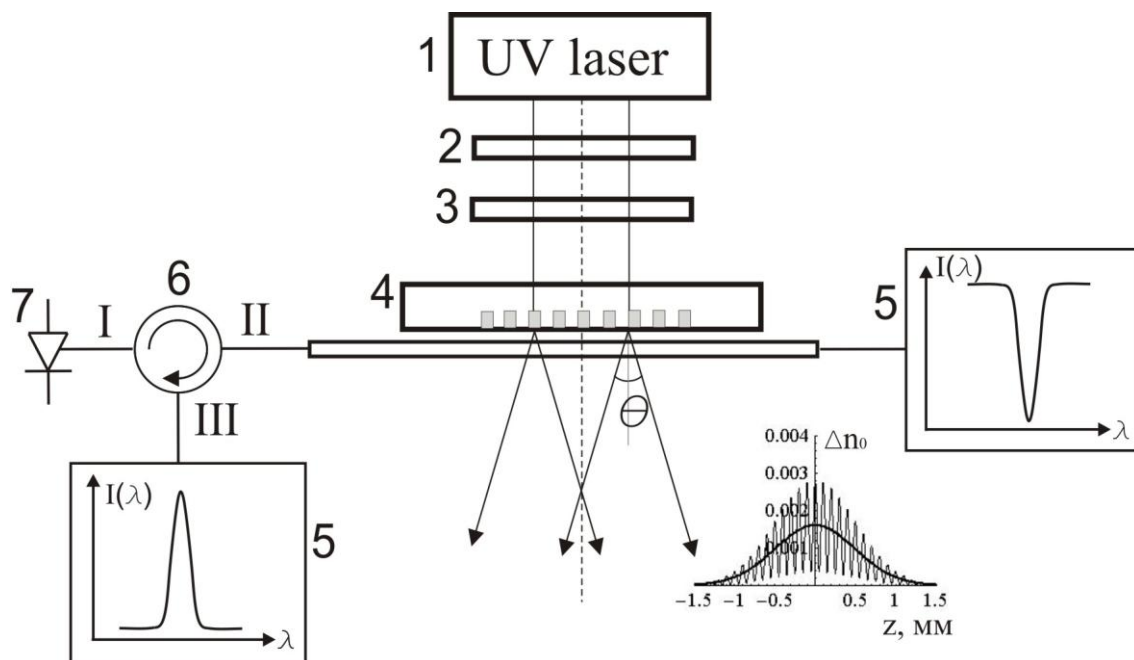


Рис. 1.4. Схема записи с фазовой маской: 1 – УФ лазер, 2– расширитель пучка, 3 – цилиндрическая линза, 4 – фазовая маска, 5 – оптический спектроанализатор, 6 – циркулятор, 7 – светоизлучающий диод, I, II, III – порты циркулятора.

Излучение УФ лазера 1 через фазовую маску 4 попадает на свободный от защитного полимерного покрытия волоконный световод, который располагается вплотную к фазовой маске, т.е. в области интерференции волн, дифрагировавших в +1 и -1 порядки фазовой маски. Профиль штрихов фазовой

маски имеет ступечатый вид [106], обеспечивая подавление нулевого порядка дифракции до 7% и сосредоточение в +1 и -1 порядках 75% энергии (что в первом приближении соответствует видности интерференционной картины $s=0.75$). Цилиндрическая линза 3 фокусирует излучение вдоль волоконного световода, обеспечивая увеличение интенсивности до ~ 100 Вт/см². Использование расширителя пучка 2 позволяет изменять область засветки вдоль волоконного световода. В экспериментах использовалось волокно AllWaveTM. Также на вставке рис. 1.4 приведен профиль наведенного показателя преломления, рассчитанный по формуле (1.5) с параметрами $w=1$ мм, $\Delta n_0=1.6 \cdot 10^{-3}$, $s=0.75$, параметр Λ положен равным 100 мкм для наглядности рисунка.

Для увеличения фоточувствительных свойств волоконный световод предварительно выдерживался в атмосфере водорода при давлении 100 атмосфер в течение ~ 10 дней [6] (в результате использования данного метода повышения фоточувствительности в работе [107] удалось получить изменение показателя преломления стандартного волоконного световода на величину $\Delta n \sim 10^{-2}$ под действием ультрафиолетового излучения). В работе [88] нами исследовался вопрос о зависимости наведенного показателя преломления от времени экспозиции. Показано, что в условиях экспериментов наведенный показатель преломления в первом приближении линейно изменяется с ростом дозы облучения, которая при постоянной мощности УФ лазера пропорциональна времени облучения.

Метод записи ВБР с использованием интерферометра Ллойда подробно описан в работе [38]. На рис. 1.5 представлена схема реализованной нами аналогичной установки [90]. Пучок УФ излучения проходит через

телескопическую систему 2 и попадает на цилиндрическую линзу 3 с фокусным расстоянием 4 см, а волоконный световод 6 располагается в фокальной плоскости линзы. Телескопическая система сформирована тремя цилиндрическими линзами с фокусными расстояниями 24 см, 6 см и 6 см. Интерференционная картина образуется в интерферометре Ллойда, в котором отраженная от зеркала 4 часть пучка сводится с прошедшей частью под углом θ . Угол интерференции θ задается с помощью программно управляемой угловой подвижки PI M-036 5 с относительной точностью позиционирования $3 \cdot 10^{-3}$ градуса.

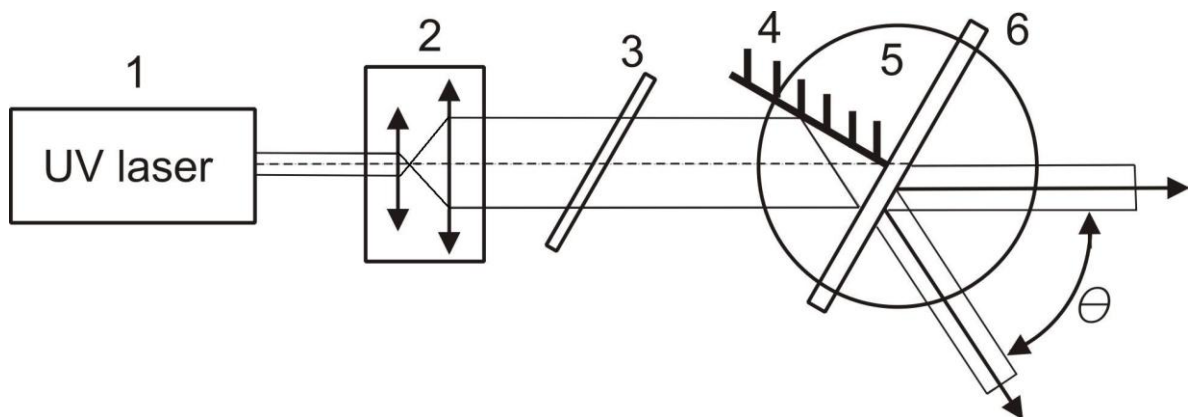


Рис. 1.5. Схема записи с интерферометром Ллойда: 1 – УФ лазер, 2 – телескопическая система, 3 – цилиндрическая линза, 4 – зеркало, 5 – угловая подвижка, 6 – волоконный световод.

Перед записью волокно также предварительно выдерживалось в атмосфере водорода под давлением 100 атмосфер в течение ~ 10 дней.

Диапазон перестройки брэгговской длины волны в данной схеме составляет 925-1550 нм в отличие от схемы с фазовой маской, где брэгговская длина волны фиксирована и определяется маской, при этом схема с фазовой маской отличается более высокой стабильностью, что уже было отмечено во введении.

Характеризация изготовленных ВБР проводилась путем регистрации их спектральных характеристик. Для этого применялся оптический спектроанализатор YOKOGAWA AQ6370 с разрешением до 0.01 нм, в качестве источника использовался широкополосный светоизлучающий диод, рис. 1.4. Излучение источника 7 через волоконно-оптический ответвитель 6 (либо циркулятор, обеспечивающий однонаправленное пропускание из порта I в порт II, из порта II в порт III) направляется на ВБР, прошедший сигнал регистрируется спектроанализатором 5. По нему определяется коэффициент пропускания ВБР и индуцируемые в процессе записи широкополосные потери. Отраженный от ВБР сигнал, прошедший обратно через волоконно-оптический ответвитель (либо циркулятор), также анализируется спектроанализатором. Коэффициент деления волоконно-оптического ответвителя составляет ~50%.

1.3. Выводы к главе 1

Таким образом, в данной главе, являющейся обзорно-методической, описана процедура расчета спектров отражения ВБР, выявлены зависимости формы спектра отражения ВБР от параметров записи. Представлены реализованные в работе голографические схемы записи ВБР и отмечены их возможности. Описан метод измерения спектров отражения и пропускания ВБР.

Глава 2. Оптимизация параметров УФ лазера для записи ВБР голографическими методами

Выбор источника ультрафиолетового излучения для записи ВБР определяется следующими условиями. Длина волны излучения источника должна быть максимально близка к пику поглощения на 242 нм германосиликатного волоконного световода. Желательная мощность непрерывного излучения составляет ~ 100 мВт, что обусловлено потерями в схемах записи на оптических элементах и длительным временем записи (порядка нескольких минут). Длина когерентности должна превышать 1 см для реализации ВБР с относительной спектральной шириной $\sim 10^{-4}$. Пучок излучения с подходящими характеристиками можно получить при внутрирезонаторном удвоении частоты аргонового лазера в нелинейном кристалле или при удвоении частоты во внешнем резонаторе. В первом случае мощность выходного излучения может быть намного выше, чем во втором, но при этом длина когерентности выходного излучения значительно меньше (1-5 см против 1-10 м).

К моменту выполнения нами работы [93] была известна работа по удвоению частоты аргонового лазера в кристалле ВВО, помещенном во внешний кольцевой резонатор [108], где мощность полученного УФ излучения (257 нм) составила 64 мВт. Внутрирезонаторное удвоение частоты описано в работах [109] (также линия 514.5, кристаллы ADP и KDP), [110] (ВВО, 257 и 244 нм). В коммерческой модели [111] удвоение частоты производится в кристалле ВВО, диапазон длин волн выходного излучения от 229 до 266.3 нм, мощность излучения на длине волны 244 нм составляет 0.5 Вт. Нами были

разработаны и реализованы два варианта УФ аргонового лазера с длиной волны 244 нм, оптимизированного для записи ВБР.

2.1. Удвоение частоты аргонового лазера во внешнем резонаторе

В первом варианте был создан источник непрерывного УФ излучения с длиной волны 244 нм, генерация которого была получена удвоением частоты аргонового лазера в кристалле ВВО, помещенном во внешний резонатор [93].

Приведем расчет параметров кристалла, необходимых для создания экспериментальной установки по удвоению частоты и оценки мощности второй гармоники. ВВО относится к классу одноосных кристаллов. В одноосном кристалле в заданном направлении на одной частоте распространяются две взаимно ортогональные линейно поляризованные волны (обыкновенная и необыкновенная). Каждой из волн соответствует своя поверхность значений показателя преломления [112] (индикатриса показателя преломления), модуль радиус-вектора точки этой поверхности соответствует величине показателя преломления для волны, распространяющейся в данном направлении. В одноосных кристаллах одна из индикатрис показателя преломления, соответствующая обыкновенной (ordinary) волне, есть сфера, а другая, соответствующая необыкновенной (extraordinary) волне, – эллипсоид с основной осью, равной диаметру сферы. Задаваемое этой осью направление называют оптической осью (ось OZ на рис. 2.1), показатель преломления для необыкновенной волны зависит от угла θ_{cr} между направлением волнового вектора и оптической осью кристалла. Вектор E обыкновенной волны перпендикулярен к плоскости угла θ_{cr} , вектор E необыкновенной волны лежит в указанной плоскости. Отрицательный одноосный кристалл соответствует случаю, когда значение показателя преломления для необыкновенной волны

меньше, чем для обыкновенной волны, распространяющейся в том же направлении с той же частотой.

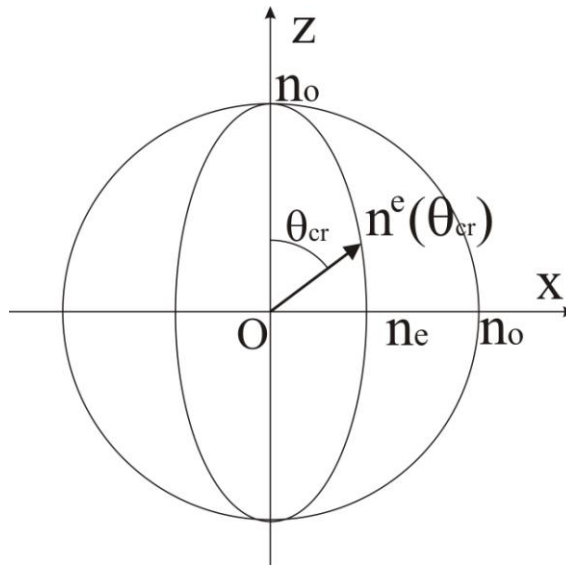


Рис. 2.1. Сечения индикатрис показателя преломления плоскостью, проходящей через оптическую ось в отрицательном одноосном кристалле.

Кристалл характеризуется двумя параметрами, зависящими от частоты – главными значениям показателя преломления n_o и n_e . Параметр n_o определяет скорость обыкновенной волны в любом направлении, параметр n_e определяет скорость необыкновенной волны в направлении, перпендикулярном оптической оси. Согласно [112], показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волны n_o и n_e в зависимости от длины волны и температуры в кристалле ВВО вычисляются:

$$n_o^2(\lambda) = 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01354\lambda^2 \quad (2.1)$$

$$n_e^2(\lambda) = 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2 \quad (2.2)$$

где λ измеряется в микрометрах. Получаем $n_o(488 \text{ нм})=1.678$, $n_e(488 \text{ нм})=1.557$, $n_o(244 \text{ нм})=1.785$, $n_e(244 \text{ нм})=1.630$. Зависимость показателя преломления n^e необыкновенной волны от угла θ_{cr} вытекает из уравнения эллипса

$$n^e(\theta_{cr}) = n_o \cdot n_e / \sqrt{n_o^2 - (n_o^2 - n_e^2) \cdot \cos^2(\theta_{cr})}.$$

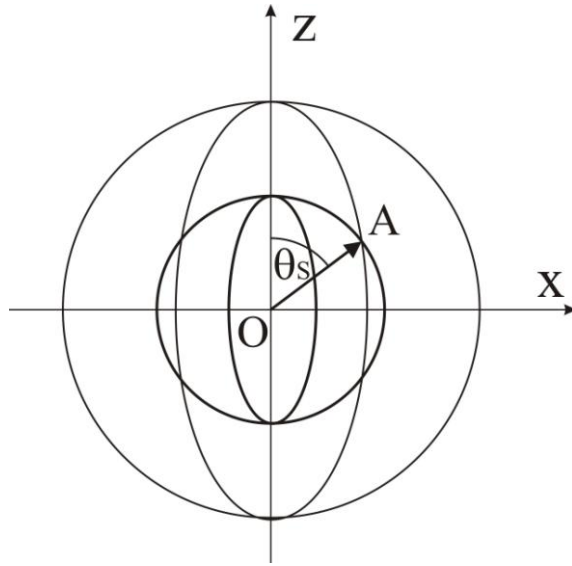


Рис. 2.2. Сечения индикатрис показателя преломления отрицательного одноосного кристалла для основной частоты (яркие линии) и второй гармоники.

Рассмотрим тип синхронизма, который реализуется в нашем случае. В области прозрачности диэлектрика дисперсия показателя преломления является нормальной: с ростом частоты показатель преломления увеличивается. Из рис. 2.2 следует, что в направлениях OA, образующих угол θ_s с оптической осью, выполняется равенство показателей преломления обыкновенной волны на основной частоте и необыкновенной волны на частоте второй гармоники: $n_o(\omega) = n^e(2\omega)$. Это соотношение может рассматриваться как условие фазового синхронизма для генерации второй гармоники в случае, когда волновые вектора

коллинеарны и при этом основные волны являются обыкновенными, а волна второй гармоники – необыкновенной. Для выполнения синхронизма волновые векторы должны быть ориентированы по ОА. Направления ОА называют направлениями синхронизма, а угол θ_s – углом синхронизма. В пространстве эти направления образуют конус синхронизма.

Введя обозначения $n_{o1}=n_o(\omega)$, $n_{o2}=n_o(2\omega)$, $n_{e2}=n_e(2\omega)$, перепишем равенство показателей преломления обыкновенной волны на основной частоте и необыкновенной волны на частоте второй гармоники:

$$n_{o1} = n_{o2} n_{e2} / \sqrt{n_{o2}^2 - (n_{o2}^2 - n_{e2}^2) \cos^2 \theta_s}$$

Отсюда

$$\cos \theta_s = \frac{n_{o2}}{n_{o1}} \sqrt{\frac{n_{o1}^2 - n_{e2}^2}{n_{o2}^2 - n_{e2}^2}} \quad (2.3)$$

Для длины волны основного излучения $\lambda=488$ нм угол синхронизма $\theta_s=54.36^\circ$.

При распространении светового пучка конечной апертуры в нелинейном кристалле может наблюдаться эффект сноса, обусловленный анизотропией кристалла. Угол между направлениями волнового вектора \vec{k} и вектора Пойнтинга \vec{S} , имеющего смысл потока энергии, называют углом сноса $\theta_{walkoff}$ (углом анизотропии). В изотропной среде, а также в одноосных кристаллах для обыкновенных волн угол сноса равен нулю. Согласно [112], для необыкновенной волны, распространяющейся под углом θ_s к оптической оси кристалла, угол сноса определяется соотношением

$$\theta_{walkoff} = \arctg \left[\frac{\left(\left(\frac{n_o(\lambda/2)}{n_e(\lambda/2)} \right)^2 - 1 \right) \operatorname{tg} \theta_s}{1 + \left(\frac{n_o(\lambda/2)}{n_e(\lambda/2)} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \theta_s} \right] \quad (2.4)$$

Для $\lambda=488$ нм угол сноса $\theta_{walkoff}=83$ мрад.

В учебнике [113] приводится вывод формулы для эффективного значения составляющей нелинейного оптического тензора в зависимости от углов θ_{cr} , φ_{cr} для кристалла ниобата лития, соответствующего тому же классу симметрии $3mC_{3v}$, что и ВВО.

$$d_{eff} = -d_{22} \sin(3\varphi_{cr}) \cos(\theta_{cr}) + d_{31} \sin(\theta_{cr}) \quad (2.5)$$

Согласно [114] коэффициенты $d_{22}=2.2$ pm/V, $d_{31}=0.8$ pm/V, d_{eff} принимает наибольшее значение при $\varphi_{cr}=90^\circ$. Для угла синхронизма $\theta_s=54.36^\circ$ $d_{eff}=1.34$ pm/V. Показатель преломления $n_{o1}=1.67793$ соответствует углу Брюстера $\theta_{Br}=59.2^\circ$.

В эксперименте [93] генерация УФ излучения получена за счет удвоения частоты аргонового лазера в кристалле ВВО во внешнем резонаторе. Фокусировку гауссова пучка в кристалле необходимо оптимизировать, поскольку при слабой фокусировке может оказаться недостаточной плотность мощности сфокусированного излучения, а в случае сильной фокусировки возникают ограничения эффективности преобразования, связанные с повышением расходимости излучения и с усилением эффекта сноса, определяющимся двулучепреломлением среды [115]. В литературе отмечается, что эллиптическая фокусировка предпочтительней [108]. Количественно влияние этих эффектов характеризуется значениями двух параметров:

параметра фокусировки ξ , равного отношению длины кристалла l к конфокальному параметру пучка b

$$\xi = \frac{l}{b}, \text{ где } b = \frac{2\pi w^2}{\lambda} \quad (2.6)$$

w – радиус пучка, где интенсивность излучения спадает в e^2 раз, и параметра двулучепреломления $B, n_{cr}=n_{o1}$.

$$B = \frac{1}{2} \theta_{walkoff} \sqrt{2\pi \cdot l \cdot n_{cr} / \lambda} \quad (2.7)$$

Согласно [109], оптимальное значение параметра фокусировки ξ для сферических пучков лежит в пределах 1.39÷2.84. Для кристалла длиной $l=1.4$ см параметр двулучепреломления $B \approx 23$. При этом оптимальное значение $\xi \approx 1.39$.

Конфигурация внешнего резонатора для увеличения мощности волны накачки рассчитывалась с использованием матричного $ABCD$ -метода преобразования гауссовских пучков. Если известно, что между двумя перетяжками гауссов пучок проходит оптическую систему с матрицей $ABCD$, то их размеры связаны между собой соотношениями:

$$\alpha_1^2 = -\frac{AC}{BD}, \quad \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = D^2 + \frac{C^2}{\alpha_1^2} \quad (2.8)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{\lambda}{\pi w_1^2}, \quad \alpha_2 = \frac{\lambda}{\pi w_2^2}$$

$w_{1,2}$ – радиус пучка в перетяжках в начале и в конце оптической системы соответственно. Матричные элементы для наклоненных зеркал и поверхностей можно найти в [116] или [117]. При отражении от плоского зеркала гауссов пучок не изменяется, поэтому в кольцевом резонаторе с двумя сферическими

зеркалами одинакового радиуса кривизны перетяжки пучка находятся симметрично относительно этих зеркал (на одинаковом расстоянии). Размеры перетяжек следует вычислять отдельно для тангенциальной и сагиттальной плоскости. В работе [118] указывалось, что в резонаторах с брестеровскими элементами области устойчивости резонатора для этих плоскостей могут существенно отличаться. Выбор углов падения лучей на сферические зеркала следует осуществлять, исходя из условия одновременной устойчивости резонатора в обеих плоскостях. Согласно приведенным выше формулам, резонатор будет устойчивым, если $\alpha_1^2 > 0$. Расчет резонатора осуществлялся согласно схеме, представленной на рис. 2.3.

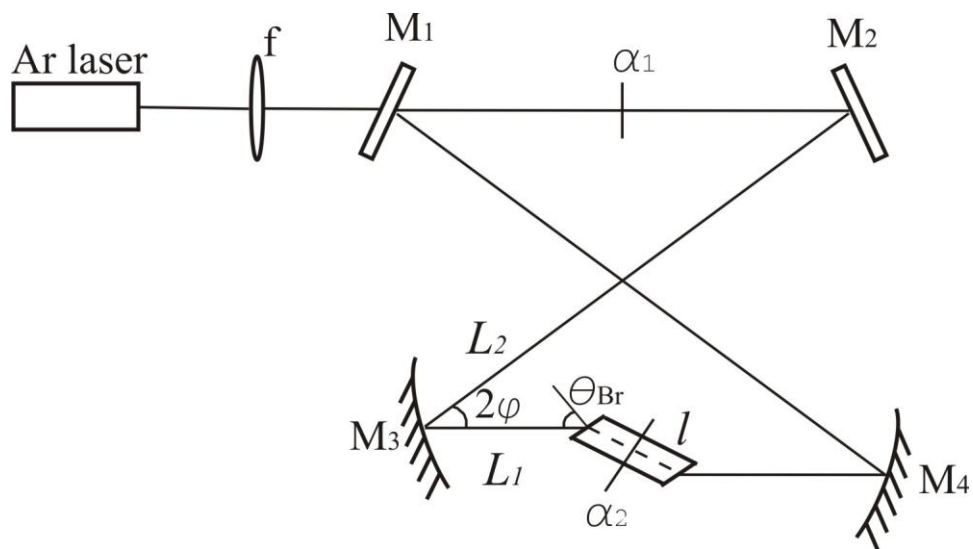


Рис. 2.3. Схема эксперимента по удвоению частоты аргонового лазера во внешнем резонаторе.

В матричном методе используется парааксиальное приближение. При прохождении пучка света через оптические элементы в форме волнового фронта появляются отклонения от сферичности. В результате пучок даже в пренебрежении дифракции имеет конечный размер пятна в фокусе.

Астигматизм описывает квадратичный рост размера пятна в фокальной плоскости в зависимости от радиуса пучка, а кома – кубичный. Вопрос одновременной компенсации комы и астигматизма в резонаторе с брюстеровскими поверхностями рассматривался в [119]. Задача была решена в геометрическом приближении для тангенциальной плоскости. Задача для сагиттальной плоскости не рассматривалась. Получено, что кому и астигматизм можно скомпенсировать одновременно выбором угла падения на поворотное фокусирующее зеркало и согласованием длины кристалла и радиуса кривизны зеркал. В конкретной реализации резонатора необходимый радиус кривизны зеркал оказался слишком мал и для удобства был взят больше. Угол падения на зеркало $\varphi=18.63^\circ$ был выбран для компенсации астигматизма согласно [119].

$$r \sin \varphi \cdot \tan \varphi = \frac{(n_{cr}^2 - 1)}{n_{cr}^3} l \quad (2.9)$$

Для удвоения 488 нм в кристалле ВВО длиной $l=14$ мм можно получить устойчивый резонатор следующей конфигурации (см. рис. 2.3): радиус кривизны сферических зеркал M_3, M_4 $r=5$ см, расстояние от сферического зеркала до кристалла $L_1=2.6\pm 0.1$ см, расстояние между сферическими зеркалами по пустому плечу резонатора $2L_2\approx 22$ см. При этом конфокальный параметр в кристалле в тангенциальной плоскости равняется 1.52 см, в сагиттальной плоскости – 0.7 см, что соответствует радиусам перетяжек $w_x=135$ мкм и $w_y=232$ мкм и параметрам фокусировки $\xi_x=0.921$ и $\xi_y=2$.

Резонатор аргонового лазера образуют плотное плоское и выходное сферическое зеркала. Согласно [116], размер перетяжки на плоском зеркале w_1

$$\frac{\pi w_1^2}{\lambda} = \sqrt{d(R_{\text{вых}} - d)}$$

где $d=1.76$ м – длина резонатора, $R_{\text{вых}}=10$ м – радиус кривизны выходного зеркала, отсюда $w_1=769$ мкм. Необходимо учесть влияние на пучок выходного зеркала, которое мы считаем тонкой линзой с фокусным расстоянием

$$f_M = \frac{R_{\text{вых}}}{n_M - 1}$$

Размер перетяжки w_2 и ее положение l_2 в зависимости от расстояния l_1 до линзы с фокусным расстоянием f_M выражается следующим образом:

$$\alpha_2(l_1) = \alpha_1 \left(1 - \frac{l_1}{f_M}\right)^2 + \frac{1}{f_M^2 \alpha_1}, \quad l_2(l_1) = \frac{\frac{1}{f_M} + \alpha_1^2 l_1 \left(\frac{l_1}{f_M} - 1\right)}{\frac{1}{f_M^2} + \alpha_1^2 \left(1 - \frac{l_1}{f_M}\right)^2}$$

где $\alpha_1 = \frac{\lambda}{\pi w_1^2}$, $\alpha_2 = \frac{\lambda}{\pi w_2^2}$. Таким образом, при $l_1=d$ получаем $w_2=703$ мкм, $l_2=2.15$ м.

Для согласования моды лазера с собственной модой резонатора необходимо преобразовать гауссов пучок, генерируемый лазером, в пучок с заданными параметрами. Для этого необходимо сфокусировать лазерный пучок в центр пустого плеча резонатора. Преобразование пучка может быть осуществлено с помощью тонкой линзы [116], фокусное расстояние f_L которой должно превышать характеристическое расстояние f_0 , определяемое конфокальными параметрами b_1 и b_2 обоих пучков:

$$f_0^2 = \frac{1}{4} b_1 b_2$$

расстояния d_1 и d_2 между линзой и перетяжками пучков должны удовлетворять соотношениям,

$$d_i = f_L \pm \frac{1}{2} b_i \sqrt{\left(\frac{f_L^2}{f_0^2}\right) - 1} \quad (2.10)$$

в которых следует выбирать либо оба плюса, либо оба минуса. Характеристическое расстояние $f_0=539$ м, для согласования мод использовалась линза с фокусным расстоянием $f_L=654$ мм. В нашем случае в соотношениях на расстояния d_1 и d_2 выбрано оба плюса, откуда следует, что $d_1=2.932$ м и $d_2=0.726$ м.

Мощность второй гармоники P_{SHG} при прохождении одномодового гауссова пучка мощностью P_C в нелинейном кристалле длиной l с эффективным значением составляющей нелинейного оптического тензора d_{eff} равна [108]

$$P_{SHG} = P_C^2 \cdot l \cdot k_1 \cdot K \cdot h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y) = P_C^2 \cdot \eta \quad (2.11)$$

где

$$K = \frac{2 \cdot \mu_0^{3/2} \cdot \varepsilon_0^{1/2} \cdot \omega^2 \cdot d_{eff}^2}{\pi \cdot n_{o1}^2 \cdot n_{e2}} \quad (2.12)$$

Параметр $d_{eff}=1.34$ pm/V, соответственно $K=1.52 \cdot 10^{-8}$ 1/Вт. Апертурная функция h , характеризующая перекрытие пучков основной и второй гармоник, для эллиптических пучков выражается интегралом [108]:

$$h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y) = \frac{\sqrt{\xi_x \xi_y}}{l^2} \int_0^l \int_0^l \frac{e^{i\Delta k(z'-z)} e^{-4B^2(z'-z)^2 \xi_x / l^2} dz dz'}{\sqrt{1+i\tau_x'} \sqrt{1+i\tau_y'} \sqrt{1-i\tau_x'} \sqrt{1-i\tau_y'}} \quad (2.13)$$

и для каждого B имеет единственный максимум по ξ_x и ξ_y . Зависимость апертурной функции от параметров B , ξ_x и ξ_y подробно рассмотрена в [108].

Принято, что начало отсчета на грани кристалла, параметр $\tau_i = 2 \cdot \left(\frac{z - \mu_i}{b_i} \right)$, где μ_i – координаты перетяжек в кристалле в тангенциальной и сагитальной плоскостях, в нашем случае $\mu_x = \mu_y = l/2 = 7$ мм, $\Delta \vec{k} = 2\vec{k}_1 - \vec{k}_2$. Согласно [108] и исходя из имеющихся параметров, значение апертурной функции оценочно взято для дальнейших вычислений $h = 5 \cdot 10^{-2}$. Величина $\eta = Klk_1h$ называется коэффициентом эффективности преобразования во вторую гармонику, в нашем случае $\eta = 2.2 \cdot 10^{-4}$ 1/Вт.

Коэффициент усиления K_{enh} , показывающий увеличение мощности аргонового излучения внутри резонатора P_C по сравнению с мощностью, падающей на резонатор P_1 , задается формулой

$$K_{enh} = \frac{P_C}{P_1} = \eta_C \cdot \frac{1 - R_1}{\left(1 - \sqrt{R_{M1} \cdot R_m \cdot (1 - V_{SHG})}\right)^2} \quad (2.14)$$

где η_C – эффективность согласования мод, R_{M1} – коэффициент отражения входного зеркала резонатора, R_m – множитель, включающий в себя произведение коэффициентов отражения остальных зеркал и потери в кристалле, $(1 - R_m)$ характеризует потери в резонаторе. Множитель $(1 - V_{SHG})$ характеризует потери излучения накачки на генерацию второй гармоники

$$V_{SHG} = \frac{P_{SHG}}{P_C} = \eta P_C.$$

В эксперименте, схема которого показана на рис. 2.3, использовался одночастотный аргоновый лазер. Линия 488 нм выделялась селективной призмой, мода TEM_{00} – диафрагмой, частота – наклонным эталоном Фабри-Перо, помещенным в термостат. Стабильность частоты генерации лазера: кратковременная < 5 МГц, долговременная < 30 МГц. Конструкция установки

позволяла осуществлять изменение относительного положения оптических элементов (сферических зеркал, кристалла), тем самым обеспечивая реализацию оптимальных параметров фокусировки основного излучения для генерации второй гармоники. Были проведены эксперименты по оптимизации резонатора по области устойчивости, по углу Брюстера. Для стабилизации частоты резонатора использовался метод автоподстройки, предложенный в работе [120].

Пучок ультрафиолетового излучения после выходного зеркала отделялся от пучка основной гармоники с помощью кварцевой призмы, его мощность фиксировалась фотодиодом. Измеренные потери R_m в резонаторе составили $5 \pm 1\%$, отсюда фигурирующая в работе величина $R_m = 0.94-0.96$.

Также были исследованы зависимости мощности второй гармоники от мощности аргонового лазера при различных значениях R_{M1} , R_m [93]. На рис. 2.4 показана зависимость мощности второй гармоники P_{SHG} от мощности лазера P_1 для трех входных зеркал резонатора со значениями коэффициента отражения $R_{M1}=0.9$, $R_{M1}=0.94$, $R_{M1}=0.98$ и соответствующие расчетные кривые при $R_m=0.96$. Экспериментальная зависимость для $R_{M1}=0.9$ лучше аппроксимируется расчетной кривой с $R_m=0.94$, т.е. со значением потерь 6%, что связано с качеством настройки резонатора при замене входного зеркала.

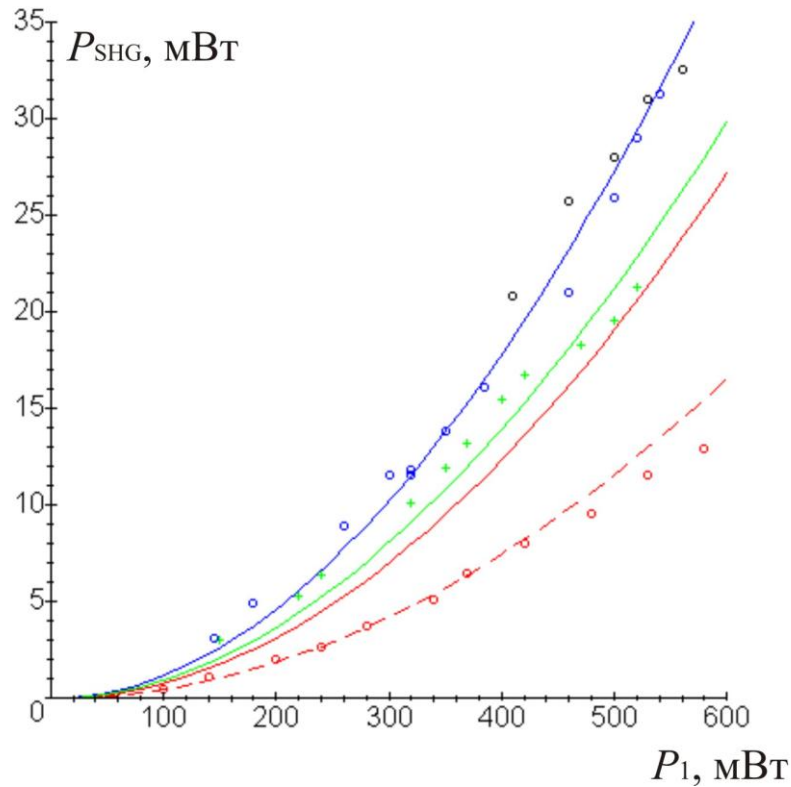


Рис. 2.4. Экспериментальные зависимости мощности генерации второй гармоники от мощности основного излучения для $R_{M1}=0.9$ (красным цветом), $R_{M1}=0.94$ (синим цветом), $R_{M1}=0.98$ (зеленым цветом) и соответствующие расчетные зависимости при $R_m=0.96$. Красным пунктиром показана расчетная кривая для $R_{M1}=0.9$, соответствующая $R_m=0.94$.

Для оценки эффективности согласования мод полагалась равной 95%. Показано [93], что меньшим потерям соответствует большая мощность генерации второй гармоники. Также показано, что оптимальное пропускание входного зеркала примерно равно потерям в резонаторе.

Таким образом, в данной схеме была получена генерация УФ излучения с длиной волны 244 нм, максимальная мощность второй гармоники составила ~30 мВт, длина когерентности излучения $l_c \sim 10$ м. Эффективность преобразования во вторую гармонику – 6%. Данный источник имеет большую длину

когерентности, что может быть востребовано для записи сложных ВБР, но он не имеет запаса по мощности.

2.2. УФ аргоновый лазер с внутррезонаторным удвоением частоты

Для получения большой мощности УФ излучения нами было реализовано внутррезонаторное удвоение частоты широкоапертурного (диаметр разрядного канала $D_{ch}=6$ мм) аргонового лазера в кристалле ВВО [87]. Для увеличения мощности второй гармоники необходимо обеспечить максимальное заполнение основным излучением объема активной среды широкоапертурной газоразрядной трубки в одном плече резонатора и его оптимальную фокусировку в кристалл в другом плече, рис. 2.5.

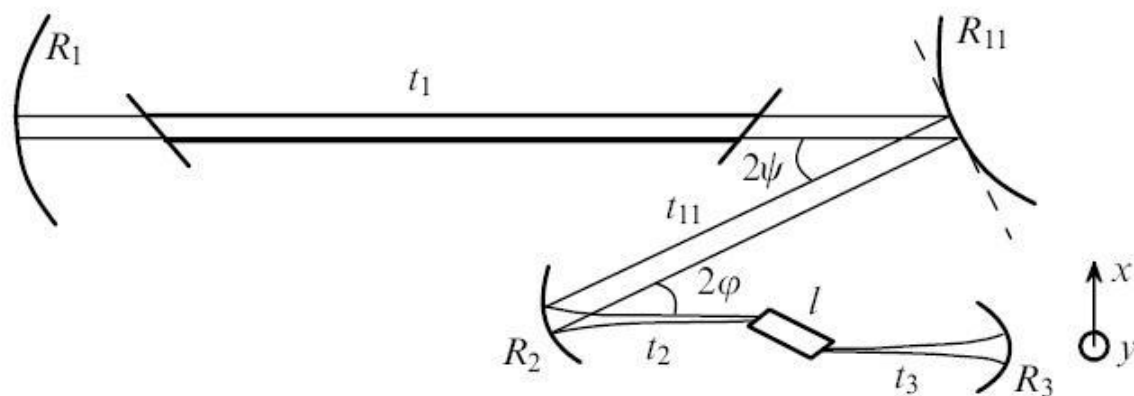


Рис. 2.5. Схема четырехзеркального резонатора: R_i – зеркала с соответствующими радиусами кривизны, t_i – длины плеч, l – длина кристалла.

Расчет резонатора, как и в случае с внешним резонатором, проводился методом ABCD-матриц. Матричные элементы были взяты из справочника [116]. По результатам расчета была выбрана следующая конфигурация резонатора: радиусы кривизны зеркал $R_1=10$ м, $R_{11}=\infty$ (плоское), $R_2=12.76$ см, $R_3=6.02$ см.

Угол падения $\varphi \approx 13.8^\circ$ на зеркало R_2 выбран из условия максимального перекрытия областей устойчивости для радиуса пучка в тангенциальной и сагиттальной плоскостях с учетом условия компенсации астигматизма, вносимого кристаллом (2.9), при параметрах $l=1$ см и $n_{cr}=1.678$. Расстояние между зеркалами R_1 и R_2 равно 2 м, между R_2 и R_3 13 см. Величина области устойчивости резонатора при изменении расстояния между зеркалами R_2 и R_3 равна 2 мм. Пропускание зеркал R_1 и R_{11} составляет около 0.1% на длине волны $\lambda=488$ нм, пропускание зеркал R_2 и R_3 0.1% на длине волны 488 нм и $\sim 80\%$ на длине волны 244 нм. Длина газоразрядной трубки 130 см. Для селекции высших мод использовалась диафрагма. Конструкция лазера позволяла изменять относительное положение оптических элементов резонатора (в частности, изменять положение кристалла и длину плеча резонатора, в котором расположен кристалл) и тем самым осуществлять его настройку на максимум мощности второй гармоники. Были измерены зависимости мощности основной и второй гармоники от изменения геометрических параметров резонатора при токе разряда $I_{ch}=100$ А. Полученные экспериментальные результаты были сопоставлены с расчетами [87]. Апертурный интеграл (формула 2.13) при изменении параметров t_3 , t_2+t_3 (см. рис. 2.5) вблизи оптимальных значений оценивается как $h=0.024-0.040$, и, соответственно, расчетный коэффициент преобразования во вторую гармонику лежит в диапазоне $\eta=(7.82-13.07) \cdot 10^{-5}$ Вт $^{-1}$.

При токе разряда $I_{ch}=125$ А внутрирезонаторная мощность основной гармоники оценочно составила $P_1 \approx 108$ Вт, мощность генерации второй гармоники, выходящей через одно зеркало, $P_2 \approx 450$ мВт. Суммарные потери на выходном зеркале R_2 составляют $\sim 25\%$, потери на брюстеровской поверхности кристалла $\sim 20\%$, таким образом, реально генерируемая мощность второй

гармоники в одном направлении составляет $P_2 \sim 750$ мВт и, соответственно, коэффициент преобразования $\eta = 6.4 \cdot 10^{-5}$ 1/Вт близок к расчетному значению.

На рис. 2.6 показана зависимость мощности второй гармоники от максимальной мощности основного излучения (без кристалла), полученная при одинаковых значениях тока разряда. В первом случае измерялась зависимость мощности генерации второй гармоники от тока разряда в схеме, показанной на рис. 2.5. Во втором случае резонатор составляли зеркала $R_1 = 10$ м с пропусканием $\sim 0.1\%$ на длине волны 488 нм и $R_{11} = 10$ м с пропусканием 80% на длине волны 488 нм. Изменялась зависимость мощности генерации аргонового лазера от тока разряда, максимум мощности на линии 488 нм составил 5 Вт. Максимальная мощность генерации второй гармоники с учетом потерь на выходном зеркале и брюстеровской поверхности кристалла – 1.5 Вт. Таким образом, условная эффективность генерации второй гармоники составила 30%.

Теоретическая кривая на рис. 2.6 построена в предположении однородного характера насыщения усиления [87]. Показано, что увеличение эффективности генерации второй гармоники с 8%, полученных при внутрирезонаторном удвоении линии 488 нм аргонового лазера на капиллярных газоразрядных трубках с диаметром < 3 мм, применяемых в коммерческих моделях, например, Coherent Innova Sabre MotoFred [111], до 30% в нашем случае достигнуто во многом за счет увеличения сечения пучка основного излучения в активной среде.

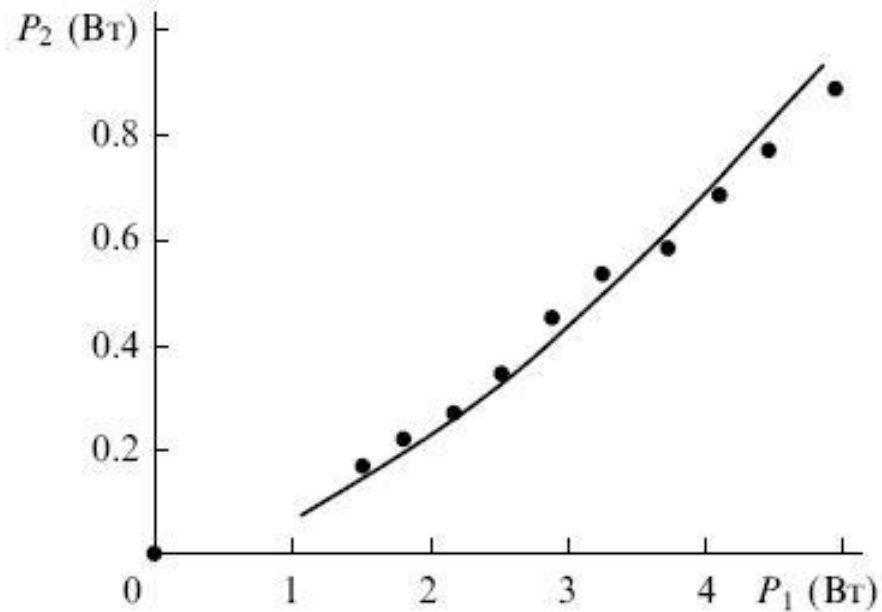


Рис. 2.6. Мощность второй гармоники в зависимости от мощности генерации аргонового лазера при одинаковых значениях тока разряда и расчетная кривая.

Ширина линии генерации, определяемая доплеровским уширением, составляет $\Delta\nu \leq 10$ ГГц, соответственно, длина когерентности $c/\Delta\nu \geq 3$ см, что в 10 раз меньше длины когерентности УФ излучения, полученного при удвоении во внешнем резонаторе, но с запасом хватает для записи ВБР. При этом мощность УФ излучения в данной схеме на порядок выше мощности, которую можно получить при удвоении во внешнем резонаторе. Таким образом, для записи ВБР в дальнейшем использовался источник на основе внутррезонаторного удвоения частоты аргонового лазера.

На рис. 2.7 показан профиль гауссова пучка, полученного при внутррезонаторном удвоении частоты аргонового лазера, после прохождения телескопической системы (рис. 1.5) в схеме записи с интерферометром Ллойда.

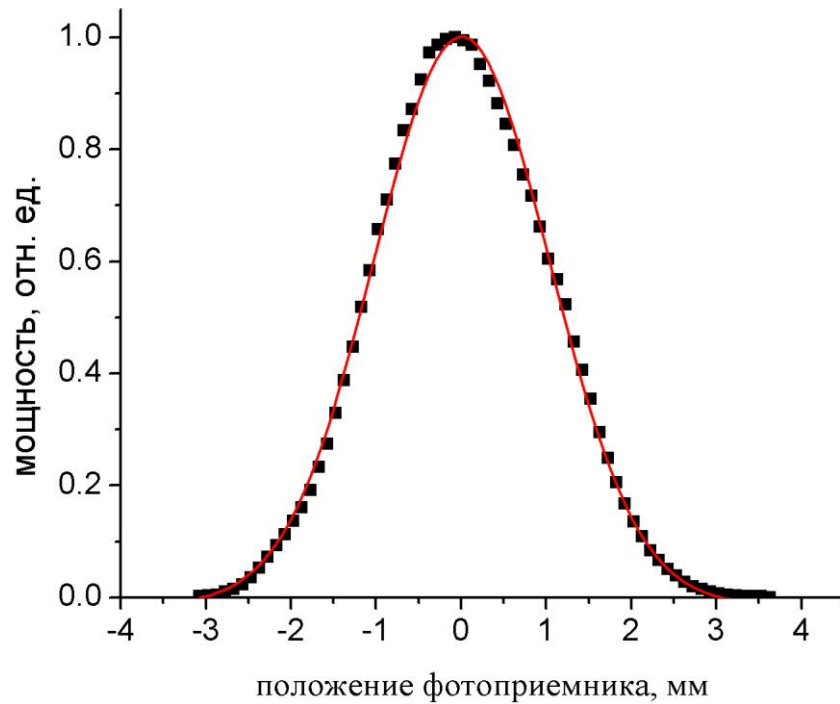


Рис. 2.7. Профиль гауссова пучка, измеренный перед записью ВБР в схеме с интерферометром Ллойда, и его аналитическая аппроксимация гауссовой кривой.

Аналитическая аппроксимация гауссовой кривой хорошо согласуется с экспериментальными точками, радиус пучка $w \sim 2.1$ мм.

2.3. Выводы к главе 2

В данной главе подробно описаны источники УФ излучения, созданные для последующего использования в голографических схемах записи ВБР в оптическом волокне. Отмечены параметры излучения, определяющие процесс записи ВБР. Описан расчет параметров внешнего резонатора и схемы с внутриврезонаторным удвоением частоты аргонового лазера для получения

эффективной генерации второй гармоники. Выявлено, что пучок с подходящими для записи ВБР характеристиками можно получить в схеме с внутрирезонаторным удвоением частоты. Показано, что увеличение апертуры газоразрядной трубки при внутрирезонаторном удвоении приводит к увеличению эффективности генерации второй гармоники.

Глава 3. Подавление боковых резонансов в спектре отражения ВБР различными методами

3.1. Выравнивание среднего значения наведенного показателя преломления вдоль ВБР в схеме записи с фазовой маской

В работе [88] нами предложен и описан простой способ выравнивания среднего значения наведенного показателя преломления вдоль ВБР в схеме с фазовой маской, рис. 1.4. Выравнивание осуществлялось посредством дополнительной засветки волоконного световода непромодулированным гауссовым пучком слева и справа от центра ВБР на расстоянии порядка радиуса пучка w . Формула для наведенного показателя преломления при записи ВБР гауссовым пучком (1.5) и спектры отражения ВБР для различных параметров w , Δn_0 приведены в главе 1. С учетом дополнительной засветки наведенный показатель преломления будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \Delta n(z) = & \Delta n_0 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}\right) \cdot \left(1 + s \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)\right) + \\ & + \Delta n_1 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot (z - z_1)^2}{w^2}\right) + \Delta n_2 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot (z + z_2)^2}{w^2}\right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

где z_1 и z_2 – величины смещения пучка вправо и влево относительно центра записанной ВБР, Δn_1 и Δn_2 характеризуют величины дополнительной засветки справа и слева.

На рис. 3.1 приведены спектры ВБР, описываемых формулой (3.1) для различных параметров z_1 и z_2 при фиксированных $\Delta n_1 = \Delta n_2 = \Delta n_0$. Соответствующие профили наведенного показателя преломления показаны на рис. 3.2 (а-г).

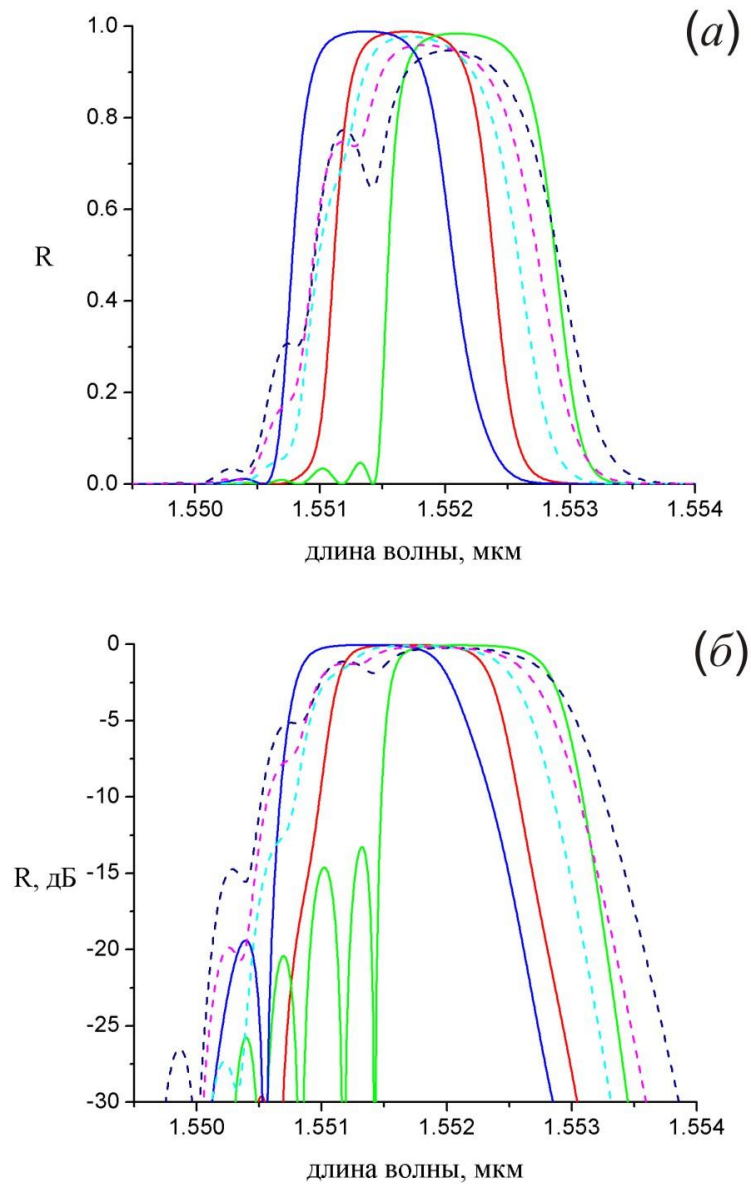


Рис. 3.1. Численное моделирование спектров ВБР, описываемых формулой (3.1) с параметрами $w=1$ мм, $s=0.75$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм, $\Delta n_1=\Delta n_2=\Delta n_0=1.6 \cdot 10^{-3}$, $z_1=z_2=1$ мм – красным цветом, $z_1=z_2=0.8$ мм – зеленым цветом, $z_1=z_2=1.2$ мм – синим цветом, $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм – голубым цветом, $z_1=0.7$ мм, $z_2=1.3$ мм – розовым цветом, $z_1=0.6$ мм, $z_2=1.4$ мм – фиолетовым цветом в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

При отклонении $z_1=z_2$ на одинаковую величину от значения $\sim w$ наблюдается появление боковых резонансов в коротковолновой части спектра, что связано с увеличением вариаций среднего значения показателя преломления на длине интерференционной картины, рис 3.2 (в, г). При неравных z_1, z_2 (пунктирные линии на рис. 3.1) возникает асимметрия профиля показателя преломления (рис. 3.2 (б)), возрастающая с увеличением разницы между параметрами, что приводит к асимметрии спектра отражения и при больших отклонениях z_1, z_2 от w – к появлению боковых резонансов с маленьким контрастом в коротковолновой части спектра. Отметим, что ширина основного пика для неравных z_1, z_2 больше, чем для $z_1=z_2 \sim w$.

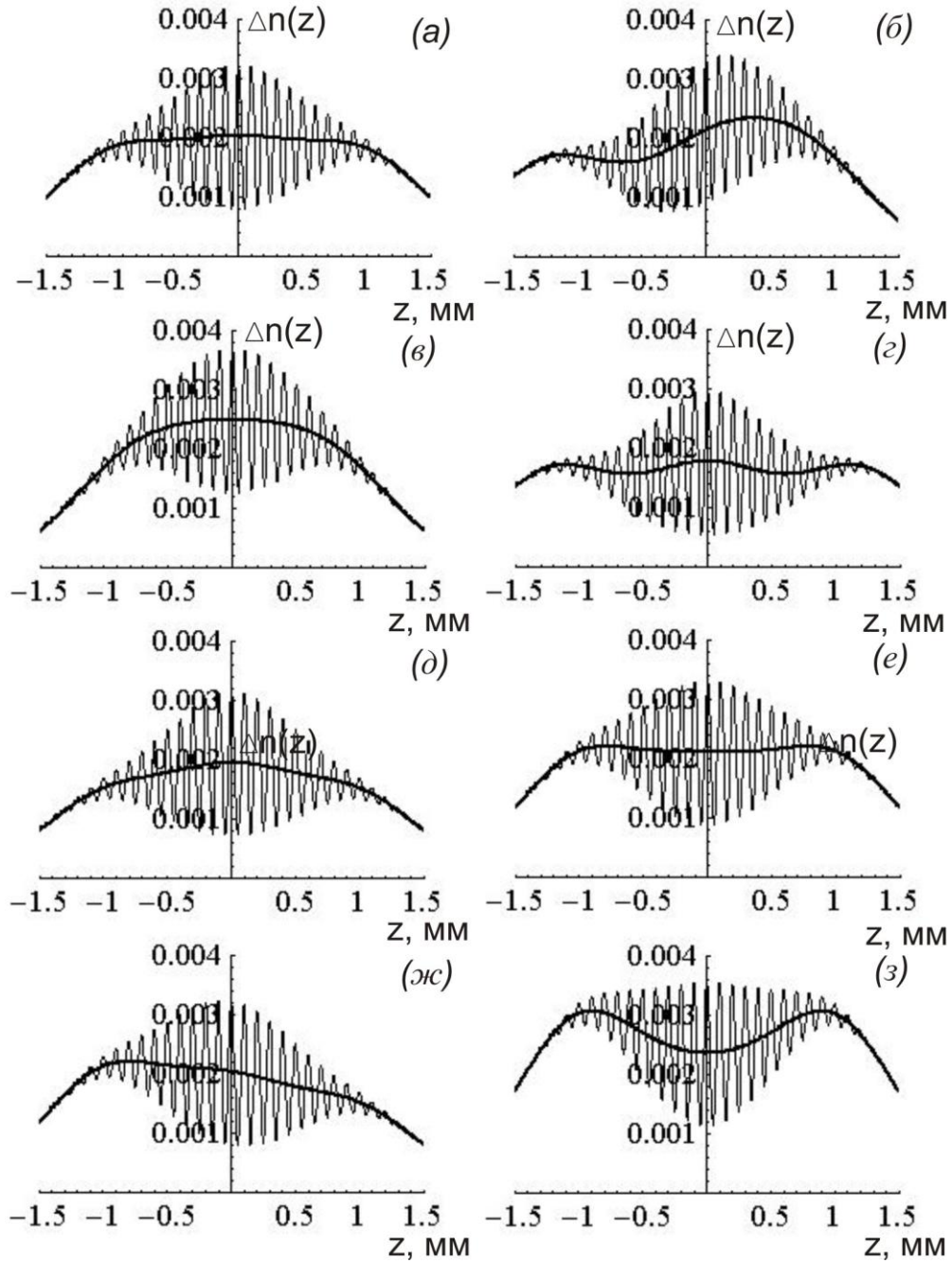


Рис. 3.2. Профили показателя преломления, рассчитанные по формуле (3.1) с параметрами $w=1$ мм, $s=0.75$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм, $\Delta n_0=1.6 \cdot 10^{-3}$ и (а) $z_1=z_2=1$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6 \cdot 10^{-3}$, (б) $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6 \cdot 10^{-3}$, (в) $z_1=z_2=0.8$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6 \cdot 10^{-3}$, (г) $z_1=z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6 \cdot 10^{-3}$, (д) $z_1=z_2=1$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.3 \cdot 10^{-3}$, (е) $z_1=z_2=1$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.9 \cdot 10^{-3}$, (ж) $z_1=z_2=1$ мм, $\Delta n_1=1.3 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.9 \cdot 10^{-3}$, (з) $z_1=z_2=1$ мм, $\Delta n_1=2.8 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=2.8 \cdot 10^{-3}$.

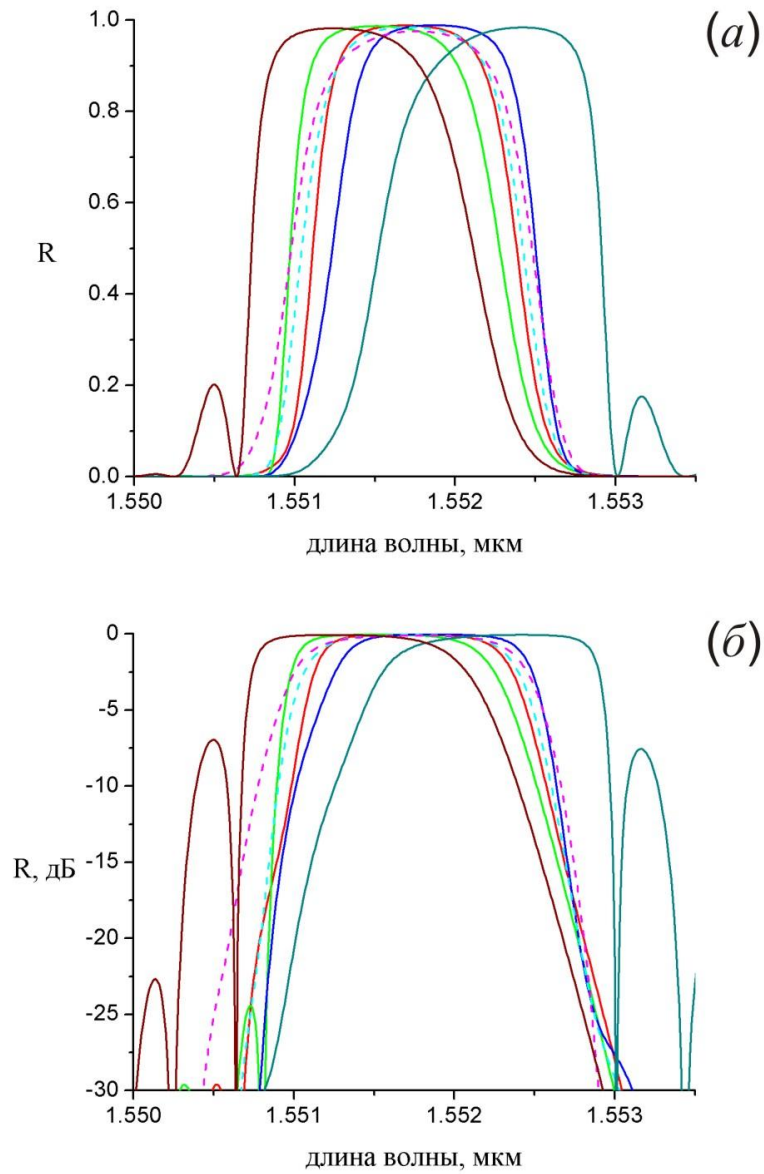


Рис. 3.3. Численное моделирование спектров ВБР, описываемых формулой (3.1) с параметрами $w=1$ мм, $s=0.75$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм, $\Delta n_0=1.6 \cdot 10^{-3}$, $z_1=z_2=1$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6 \cdot 10^{-3}$ – красным цветом, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.3 \cdot 10^{-3}$ – зеленым цветом, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.9 \cdot 10^{-3}$ – синим цветом, $\Delta n_1=1.3 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.9 \cdot 10^{-3}$ – голубым цветом, $\Delta n_1=1.1 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=2.1 \cdot 10^{-3}$ – розовым цветом, $\Delta n_{1,2}=0.8 \cdot 10^{-3}$ – коричневым цветом, $\Delta n_{1,2}=2.8 \cdot 10^{-3}$ – темно-зеленым цветом в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

На рис. 3.3 приведены спектры ВБР, описываемых формулой (3.1) для различных параметров $\Delta n_{1,2}$ при $z_{1,2} = w$. Соответствующие профили наведенного показателя преломления показаны на рис. 3.2 (а, б-з).

В случае равнозначного варьирования Δn_1 , Δn_2 в пределах $\sim 30\%$ от Δn_0 спектр изменяется незначительно – его ширина остается неизменной, боковые резонансы отсутствуют (ниже уровня -30 дБ), изменяется положение вершины основного пика. Для случая неравных Δn_1 , Δn_2 в том же диапазоне значений спектр незначительно уширяется. При недостаточной дозасветке $\Delta n_{1,2} < 1.3 \cdot 10^{-3}$ еще присутствуют боковые резонансы в коротковолновой части спектра, а при $\Delta n_{1,2} > 1.9 \cdot 10^{-3}$ возникают боковые резонансы справа от основного пика, поскольку края решетки формируют эффективный резонатор Фабри-Перо для длинноволновой части спектра отражения (рис. 3.2, з).

На рис. 3.4 приведены спектры ВБР, описываемых формулой (3.1), для различных параметров Δn_1 , Δn_2 для случая асимметричной дозасветки с параметрами $z_1 = 0.8$ мм, $z_2 = 1.2$ мм. Соответствующие профили показателя преломления показаны на рис. 3.5.

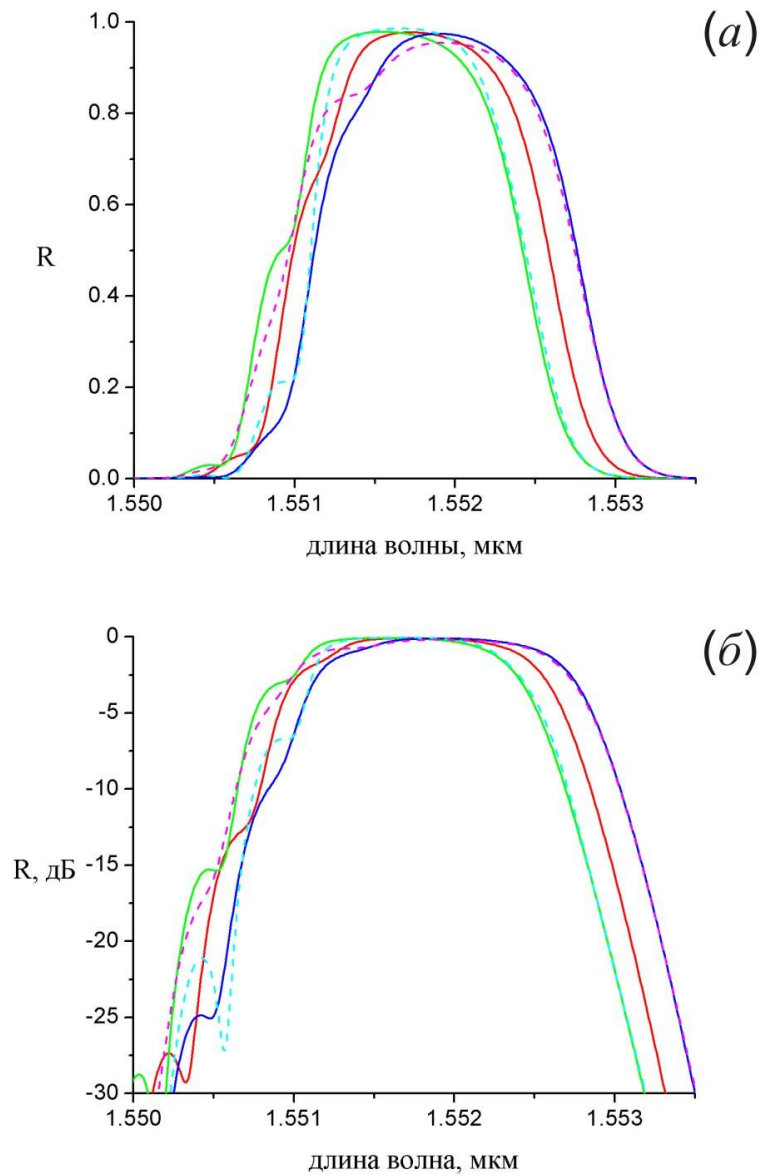


Рис. 3.4. Численное моделирование спектров ВБР, описываемых формулой (3.1) с параметрами $w=1$ мм, $s=0.75$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм, $\Delta n_0=1.6 \cdot 10^{-3}$, $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6 \cdot 10^{-3}$ – красным цветом, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.3 \cdot 10^{-3}$ – зеленым цветом, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.9 \cdot 10^{-3}$ – синим цветом, $\Delta n_1=1.3 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.9 \cdot 10^{-3}$ – голубым цветом, $\Delta n_1=1.9 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.3 \cdot 10^{-3}$ – розовым цветом в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

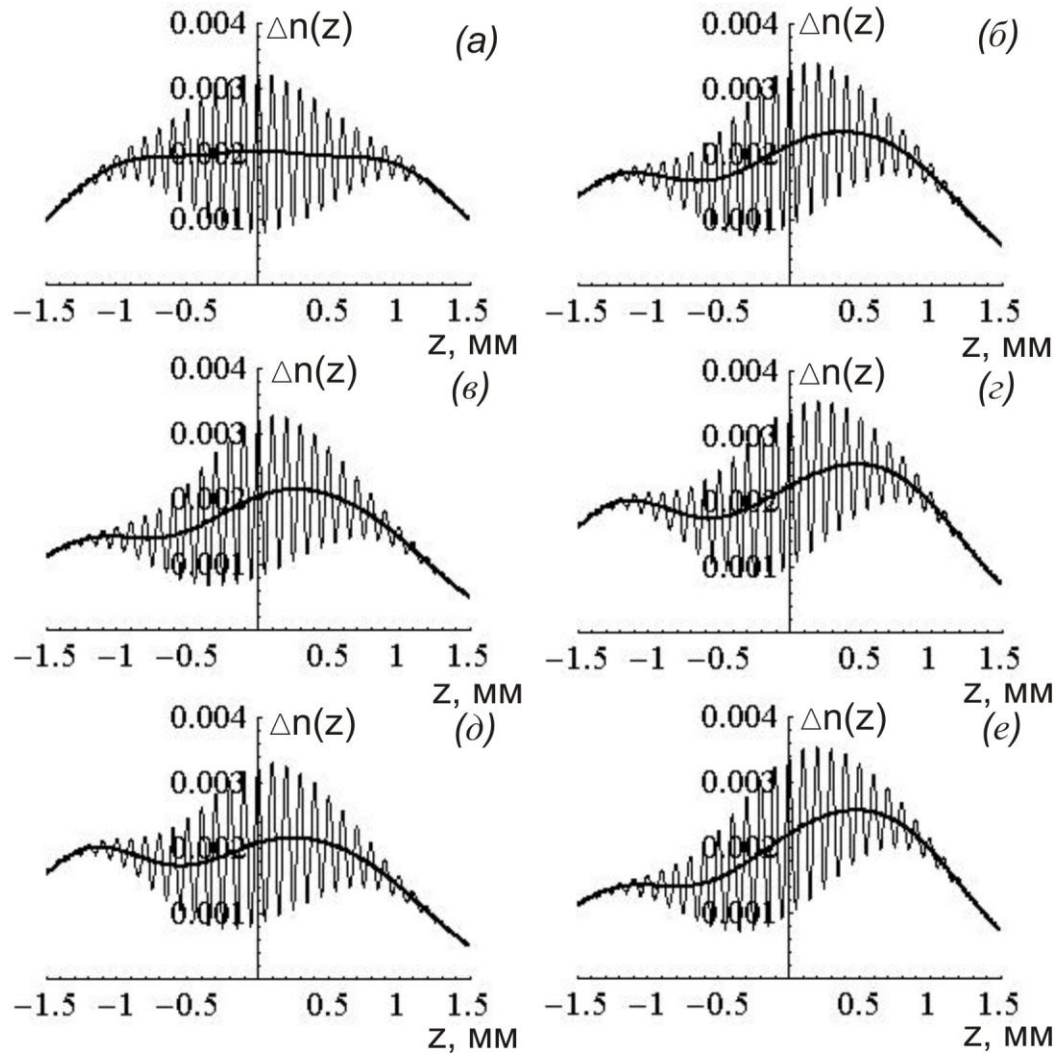


Рис. 3.5. Профили показателя преломления, рассчитанные по формуле (3.1) с параметрами $w=1$ мм, $s=0.75$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм, $\Delta n_0=1.6\cdot 10^{-3}$ и (а) $z_1=z_2=1$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6\cdot 10^{-3}$, (б) $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6\cdot 10^{-3}$, (в) $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.3\cdot 10^{-3}$, (г) $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.9\cdot 10^{-3}$, (д) $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=1.3\cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.9\cdot 10^{-3}$, (е) $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=1.9\cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.3\cdot 10^{-3}$.

В случае равнозначного изменения $\Delta n_1=\Delta n_2$ при отклонении от Δn_0 возникают резонансы с малым контрастом в коротковолновой части спектра. Случай неравных параметров Δn_1 , Δn_2 более подробно рассмотрен на рис. 3.6.

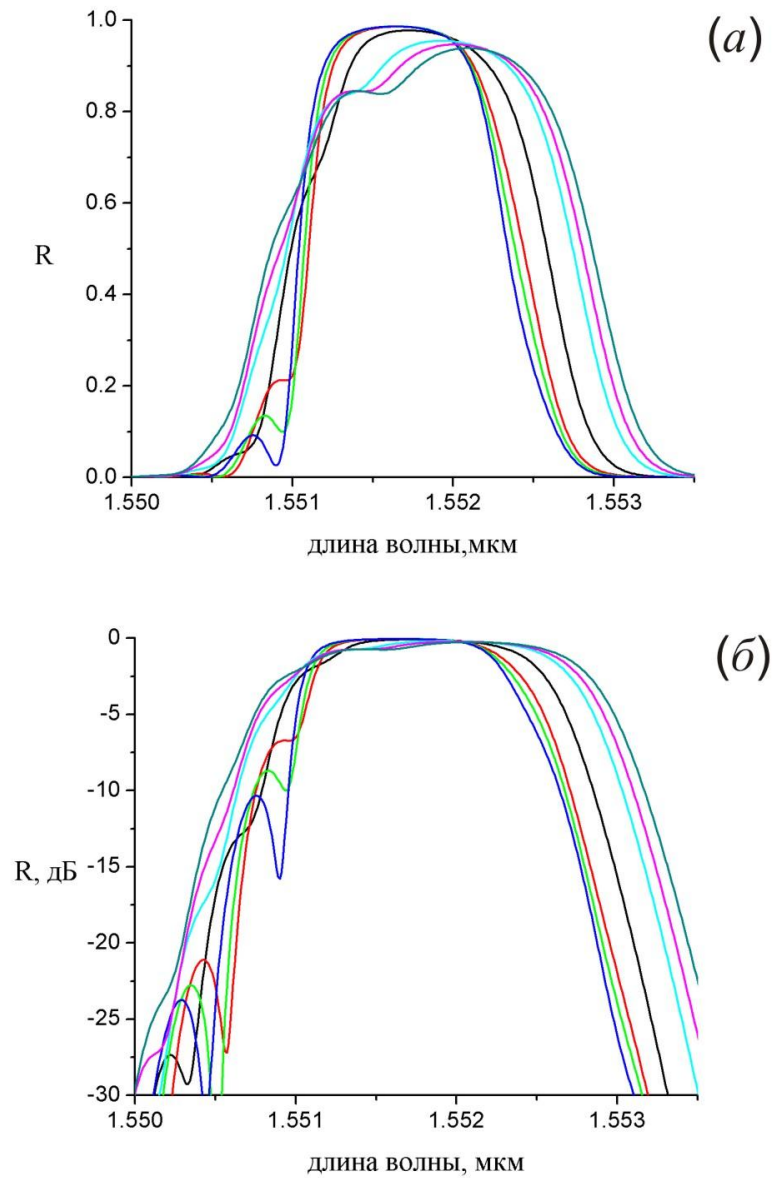


Рис. 3.6. Численное моделирование спектров ВБР, описываемых формулой (3.1) с параметрами $w=1$ мм, $s=0.75$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм, $\Delta n_0=1.6 \cdot 10^{-3}$, $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_{1,2}=1.6 \cdot 10^{-3}$ – черным цветом, $\Delta n_1=1.3 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.9 \cdot 10^{-3}$ – красным цветом, $\Delta n_1=1.2 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=2 \cdot 10^{-3}$ – зеленым цветом, $\Delta n_1=1.1 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=2.1 \cdot 10^{-3}$ – синим цветом, $\Delta n_1=1.9 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.3 \cdot 10^{-3}$ – голубым цветом, $\Delta n_1=2.0 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.2 \cdot 10^{-3}$ – розовым цветом, $\Delta n_1=2.1 \cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.1 \cdot 10^{-3}$ – темно-зеленым цветом.

Получено, что в случае асимметричной дозасветки с параметрами $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм для положительных значений $\Delta n_{21}=\Delta n_2-\Delta n_1$ ширина основного пика меньше, чем при $\Delta n_{21}=0$, в коротковолновой части спектра присутствует боковой резонанс с малым контрастом, с возрастанием Δn_{21} его амплитуда уменьшается, но контраст увеличивается. Для отрицательных Δn_{21} ширина основного пика больше, чем при $\Delta n_{21}=0$, при этом она увеличивается с ростом абсолютного значения Δn_{21} , верхняя часть пика искажается, его амплитуда уменьшается.

Данный метод позволяет обеспечить постоянство среднего значения показателя преломления вдоль ВБР на отрезке от $-w$ до w с точностью $\sim 10\%$ при $z_1 \approx z_2 \approx w$ и $\Delta n_1 \approx \Delta n_2 \approx \Delta n_0$, что дает наиболее гладкий и узкий спектр (рис. 3.1 (красным цветом), рис. 3.2(a)).

В эксперименте радиус записывающего гауссова пучка составлял $w \sim 1.1$ мм, величина смещения волоконного световода относительно записывающего пучка ~ 1 мм. На рис. 3.7 представлен исходный спектр ВБР (a) (черным цветом) и спектр ВБР после амплитудной засветки гауссовым пучком (б) (черным цветом).

Сравнение данных эксперимента с дополнительной засветкой с результатами численного расчета с параметрами, соответствующими экспериментальным условиям, показывает, что в результате засветки боковые резонансы подавляются в эксперименте до уровня < -20 дБ (определяемого чувствительностью измерительной аппаратуры) в соответствии с расчетом (рис. 3.7 (б)). При этом положение резонанса в эксперименте также соответствует расчетному, однако ширина несколько больше, чем в теории (рис. 3.7 (б), красная линия). Введение в расчете асимметрии сдвига $z_1-z_2 \sim 0.2$ мм (рис. 3.7 (б)),

зеленая линия), а также неравных значений для дозасветки слева и справа (рис. 3.7 (б), синяя линия), что было возможно из-за реальных условий эксперимента, приводит к уширению расчетного резонанса практически до полного совпадения с экспериментальным контуром.

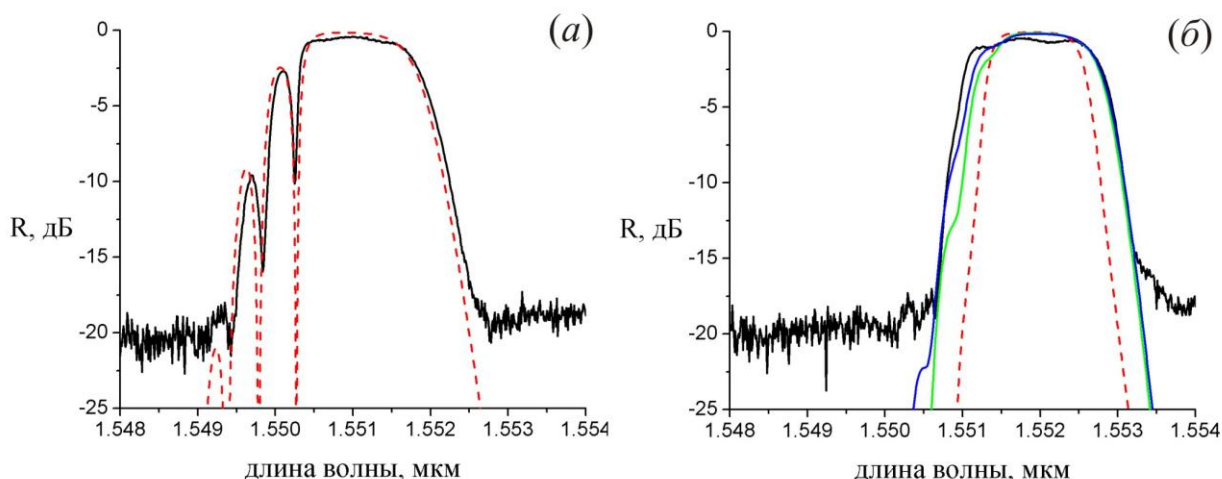


Рис. 3.7. Экспериментальные спектры ВБР, записанных в схеме с фазовой маской, до (а) и после (б) амплитудной засветки (черным цветом) и численное моделирование спектров ВБР, описываемых формулой (3.1), с параметрами $w=1$ мм, $s=0.75$, $n_0\Lambda=0.7748$ мкм, $\Delta n_0=1.6\cdot 10^{-3}$ и (а) $z_1=z_2=0$, $\Delta n_1=\Delta n_2=0$ (красным цветом); (б) $z_1=z_2=1$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6\cdot 10^{-3}$ (красным цветом), $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=\Delta n_2=1.6\cdot 10^{-3}$ (зеленым цветом), $z_1=0.8$ мм, $z_2=1.2$ мм, $\Delta n_1=1.75\cdot 10^{-3}$, $\Delta n_2=1.45\cdot 10^{-3}$ (синим цветом).

Таким образом, можно констатировать, что данный способ позволяет получить спектр высокоотражающей решетки с подавлением боковых резонансов до уровня -20 дБ, однако его недостатком является необходимость дважды осуществлять дополнительную операцию засветки, что увеличивает время записи ВБР. При этом метод применим не только к схеме с фазовой маской, но и к другим вариантам интерференционных схем с использованием гауссовых пучков, например, к схеме с интерферометром Гальбота (Рис. 5(в)).

3.2. Выравнивание среднего значения наведенного показателя преломления вдоль ВБР в схеме записи с подвижной фазовой маской

Недостатки предыдущего подхода были устранены в предложенном нами методе со смещением центров интерферирующих гауссовых пучков, описанном в работе [91].

При использовании фазовой маски обычно предполагается, что волокно находится непосредственно за маской и центры интерферирующих пучков +1 и -1 порядков дифракции практически совпадают.

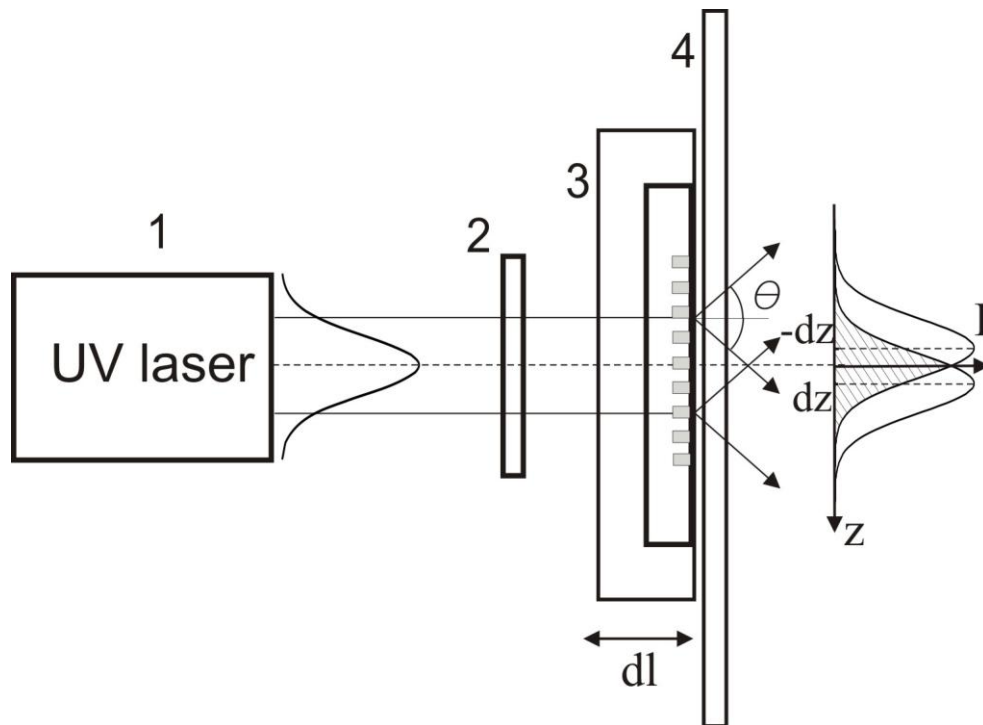


Рис. 3.8. Схема записи ВБР со смещенной фазовой маской: 1 – источник УФ излучения, 2 – цилиндрическая линза, 3 – фазовая маска на подвижке, 4 – волоконный световод. Справа показано распределение интенсивности записывающего пучка на волокне, заштрихованная область – область интерференции.

Однако при смещении маски на некоторое расстояние dl в поперечном направлении относительно волокна запись ВБР происходит в области интерференции двух гауссовых пучков, центры которых расходятся на расстояние $2dz$, где $dz = dl \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$, θ – угол между +1 и -1 порядками дифракции (в нашем случае $\theta=27^\circ$).

Рассмотрим случай, когда волокно расположено на некотором расстоянии dv от фазовой маски, рис. 3.9. На рисунке введены следующие оси координат: z – направление вдоль волокна, $v \perp z$, $z=0$ соответствует центру гауссова пучка при падении на фазовую маску, y – направление распространения пучка, ось $x \perp y$. На рисунке $\frac{dv}{dy} = \cos \frac{\theta}{2}$, $\frac{dz}{dv} = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$.

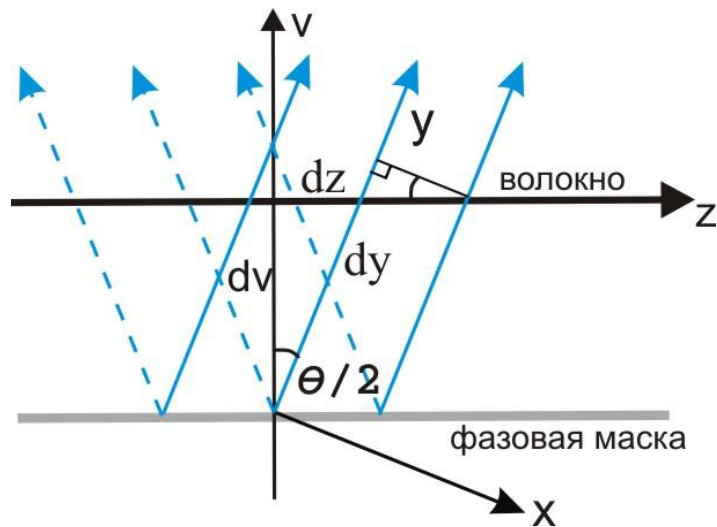


Рис. 3.9. Схематический ход пучков +1 и -1 порядка дифракции.

Расстояние между центрами пучков на волокне $2dz$. Распределение поля вдоль оси x :

$$E(x) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{w_1^2}\right) \cdot \exp(iky) \quad (3.2)$$

где w_1 – радиус пучка при отклонении на угол $\theta/2$ после фазовой маски

$$w_1 = w \cdot \cos\frac{\theta}{2}.$$

Для x и y можно записать следующие выражения из геометрических соображений:

$$\frac{x}{z - dz} = \cos\frac{\theta}{2}$$

$$\frac{y - dy}{z - dz} = \sin\frac{\theta}{2}$$

и подставить в выражение для поля E :

$$E(z) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{(z - dz)^2 \cos^2\frac{\theta}{2}}{w_1^2}\right) \cdot \exp\left(ik(dy + (z - dz)\sin\frac{\theta}{2})\right)$$

Таким образом, поле для -1 порядка дифракции запишется в виде:

$$E_1(z) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{(z - dz)^2}{w^2}\right) \cdot \exp\left(ik(dy + (z - dz)\sin\frac{\theta}{2})\right), \text{ для +1 порядка дифракции}$$

произведем замену $z \rightarrow -z$: $E_2(z) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{(z + dz)^2}{w^2}\right) \cdot \exp\left(ik(dy - (z + dz)\sin\frac{\theta}{2})\right)$

Выражения для интенсивностей пучков -1 и +1 порядков дифракции:

$$I_1(z) = E_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{2(z - dz)^2}{w^2}\right), \quad I_2(z) = E_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{2(z + dz)^2}{w^2}\right) \quad (3.3)$$

Выражение для интенсивности в результате интерференции +1 и -1 порядков дифракции с учетом (3.3) будет иметь вид:

$$I(z) = I_1 + I_2 + E_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{(z-dz)^2 + (z+dz)^2}{w^2}\right) \cdot \left(\exp\left(2ikz \sin \frac{\alpha}{2}\right) + \exp\left(-2ikz \sin \frac{\alpha}{2}\right)\right)$$

что можно преобразовать следующим образом:

$$I(z) = E_0^2 \cdot \left(\exp\left(-\frac{2(z-dz)^2}{w^2}\right) + \exp\left(-\frac{2(z+dz)^2}{w^2}\right)\right) \cdot \left[1 + \frac{1}{ch\left(\frac{4zdz}{w^2}\right)} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)\right] \quad (3.4)$$

Таким образом, профиль наведенного показателя преломления с учетом нулевого порядка в предположении линейной зависимости изменения показателя преломления от дозы УФ облучения будет иметь вид:

$$\Delta n(z) = dm \cdot \Delta n_0 \cdot \left(\exp\left(-\frac{2(z-dz)^2}{w^2}\right) + \exp\left(-\frac{2(z+dz)^2}{w^2}\right)\right) \cdot \left[1 + \frac{f(z, dz)}{ch\left(\frac{4zdz}{w^2}\right)} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)\right] + dm_0 \cdot \Delta n_0 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot z^2}{w^2}\right) \quad (3.5)$$

где $dm=0.375$ – доля мощности для +1 и -1 порядков дифракции, $dm_0=0.07$ – доля мощности для нулевого порядка, $f(z, dz)$ – функция когерентности (равна 1 для полностью когерентных пучков). Влиянием более высоких порядков дифракции пренебрегаем, т.к. их доля мала и при характерных смещениях маски они выходят из области интерференции из-за больших углов отклонения. Минимальное расстояние между фазовой маской и сердцевинной световода определяется диаметром световода (125 мкм) и оценивается как $dl_0 \sim 100$ мкм с учетом неидеального прилегания световода к маске.

В работе [91] было проведено сравнение спектров при параметре $dz=0$ и при ненулевых dz с восстановленной амплитудой коэффициента отражения $R=0.95$ (для этого увеличивался параметр Δn_0) для $f(z,dz)=1$. На рис. 3.10 приведено сравнение спектров отражения ВБР, описываемых формулой (3.5), для полностью когерентных пучков $f(z,dz)=1$ при различных значениях параметра dz с восстановленной амплитудой коэффициента отражения $R=0.95$ (для этого увеличивался параметр Δn_0) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

Из графиков рис. 3.10 видно, что с увеличением параметра dz амплитуда боковых резонансов слева уменьшается примерно от -5 дБ при $dz=0.01w \sim 0$ до -17 дБ при $dz \sim 0.6w$, при этом также уменьшается ширина основного резонанса (примерно на 20%). Такое поведение спектров можно объяснить соответствующим изменением среднего значения показателя преломления. На рис. 3.11 показаны профили наведенного показателя преломления, рассчитанные по формуле (3.5) при $f(z,dz)=1$, для соответствующих значений смещения $dz=0.01w$ (а), $0.4w$ (б) и $0.6w$ (в). Сплошная кривая соответствует среднему значению наведенного показателя преломления.

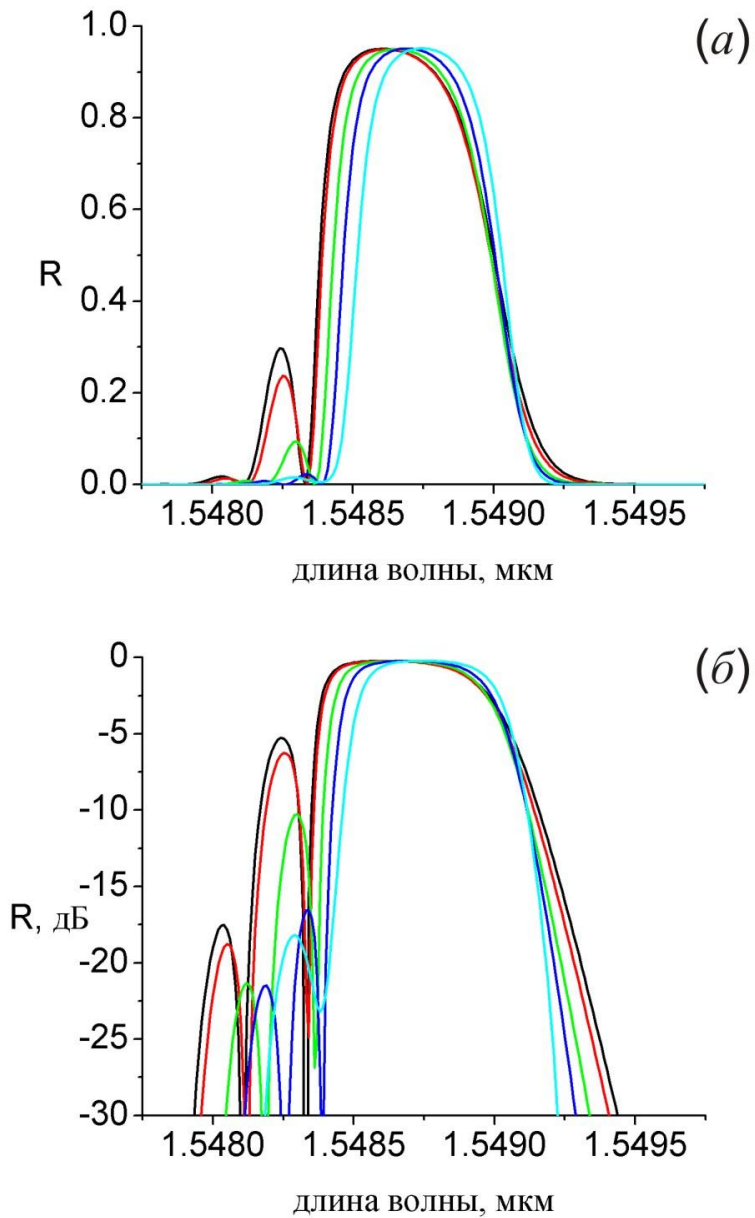


Рис. 3.10. Спектры ВБР, описываемых формулой (3.5) при $f(z,dz)=1$, с параметрами $w=2$ мм, $\Lambda n_0=0.7741$ мкм и $dz_0=0.01w$, $\Delta n_0=0.68 \cdot 10^{-3}$ (черным цветом), $dz=0.2w$, $\Delta n_0=0.72 \cdot 10^{-3}$ (красным цветом), $dz=0.4w$, $\Delta n_0=0.88 \cdot 10^{-3}$ (зеленым цветом), $dz=0.5w$, $\Delta n_0=1.04 \cdot 10^{-3}$ (синим цветом), $dz=0.6w$, $\Delta n_0=1.26 \cdot 10^{-3}$ (голубым цветом) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

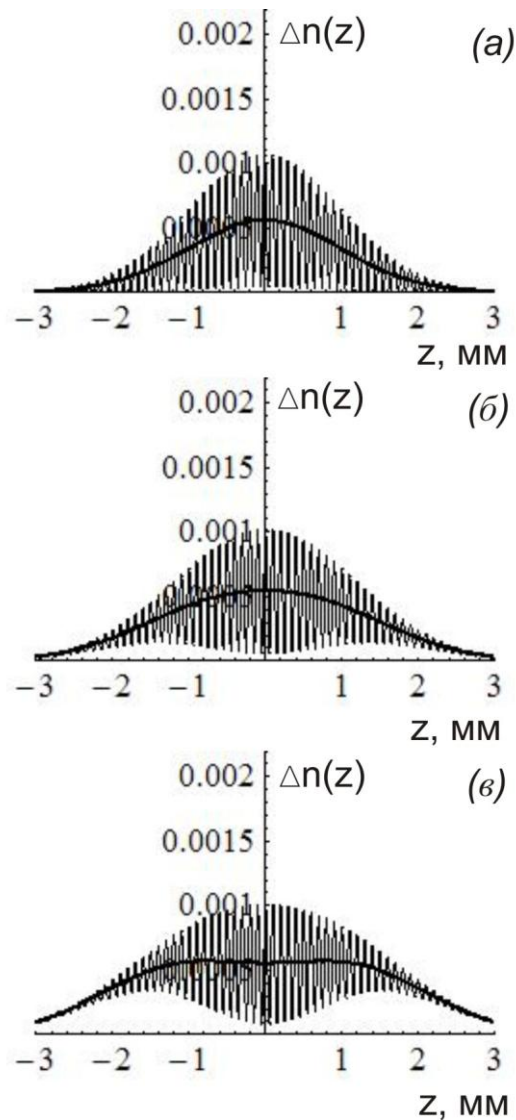


Рис. 3.11. Профили показателя преломления, рассчитанные по формуле (3.5) при $f(z,dz)=1$, для решеток с параметрами $w=2$ мм, (а) $dz_0=0.01w$, $\Delta n_0=0.68 \cdot 10^{-3}$, (б) $dz=0.4w$, $\Delta n_0=0.88 \cdot 10^{-3}$, (в) $dz=0.6w$, $\Delta n_0=1.26 \cdot 10^{-3}$. Жирная линия – среднее значение наведенного показателя преломления. Период модуляции при создании рисунка для наглядности увеличен до $\Lambda=100$ мкм.

При $dz=0.01w \sim 0$ наблюдается известный эффект [2]: участки решетки слева и справа с равными средними значениями показателя преломления формируют интерферометр, дающий коротковолновые резонансы. Увеличение dz за счет

поперечного смещения маски приводит к уменьшению вариаций среднего значения показателя преломления на длине интерференционной картины, рис. 3.11, этим можно качественно объяснить уменьшение амплитуды боковых резонансов в коротковолновой области спектра. При этом эффективная длина решетки увеличивается, что приводит к сужению основного пика.

Таким образом, расчет показывает, что предложенный метод в отличие от метода с дозасветкой ВБР гомогенным пучком [88] позволяет за один этап записывать решетки с большим коэффициентом отражения и подавленными (до -17 дБ) боковыми резонансами с помощью поперечного смещения фазовой маски относительно волокна.

Для проверки результатов моделирования проводился эксперимент в схеме, представленной на рис. 3.8. Излучение УФ лазера 1 проходит через цилиндрическую линзу 2 с фокусным расстоянием 77.17 мм и фазовую маску 3 и попадает на волоконный световод 4, который располагается в фокальной плоскости линзы. Брэгговская длина волны ~ 1.55 мкм определяется фазовой маской. Фазовая маска установлена на подвижке, что позволяет изменять расстояние dl между фазовой маской и световодом. Для определения радиуса пучка был измерен его профиль (вдоль волокна) с помощью измерителя мощности Newport с апертурой диаметром 10 мкм. Радиус гауссова пучка w в фокусе линзы (области записи) составлял ~ 1.1 мм в экспериментах по записи решеток с коэффициентом отражения $R=80\%$ и ~ 1.8 мм – при записи решеток с $R=95\%$. ВБР записывались в волокне Corning SMF-28e+, предварительно выдержанном в водородной среде при давлении 100 атмосфер в течение 7 дней. Мощность лазера составляла ~ 50 мВт, время записи ВБР с коэффициентом отражения 95% 5-10 минут, в зависимости от расстояния между центрами

интерферирующих пучков (при увеличении расстояния от фазовой маски до волокна время записи увеличивалось).

В эксперименте были записаны две серии ВБР с коэффициентами отражения 0.8 и 0.95 и различными значениями параметра dz .

Для ВБР с коэффициентом отражения $R=80\%$ (радиус записывающего пучка $w\sim 1.1$ мм) было достигнуто подавление боковых резонансов в коротковолновой части спектра с уровня -13 дБ до уровня -20 дБ уже при небольшой величине смещения осей пучков: $dz\sim 0.07w$, при этом заметного сужения основного пика отражения не происходило. Гораздо бОльший практический интерес представляет сглаживание спектра высокоотражающих решеток ($R\geq 95\%$), у которых амплитуда коротковолновых боковых резонансов при записи гауссовым пучком общепринятым методом с фазовой маской достигает уровня >-5 дБ, см. расчет на рис. 3.10. Экспериментальные спектры отражения ВБР с коэффициентом отражения $R\sim 95\%$ (радиус записывающего гауссова пучка $w\sim 1.8$ мм) приведены на рис. 3.12.

При плотном прилегании световода к фазовой маске ($dz=dz_0\sim 0.01w$) величина бокового резонанса составляет около -7 дБ в соответствии с расчетом. С увеличением параметра dz до $\sim 0.04w$ амплитуда боковых резонансов уменьшается (аналогично решетке с $R=0.8$), однако затем вновь начинает возрастать, но при этом уменьшается контраст бокового резонанса и таким образом спектр сглаживается.

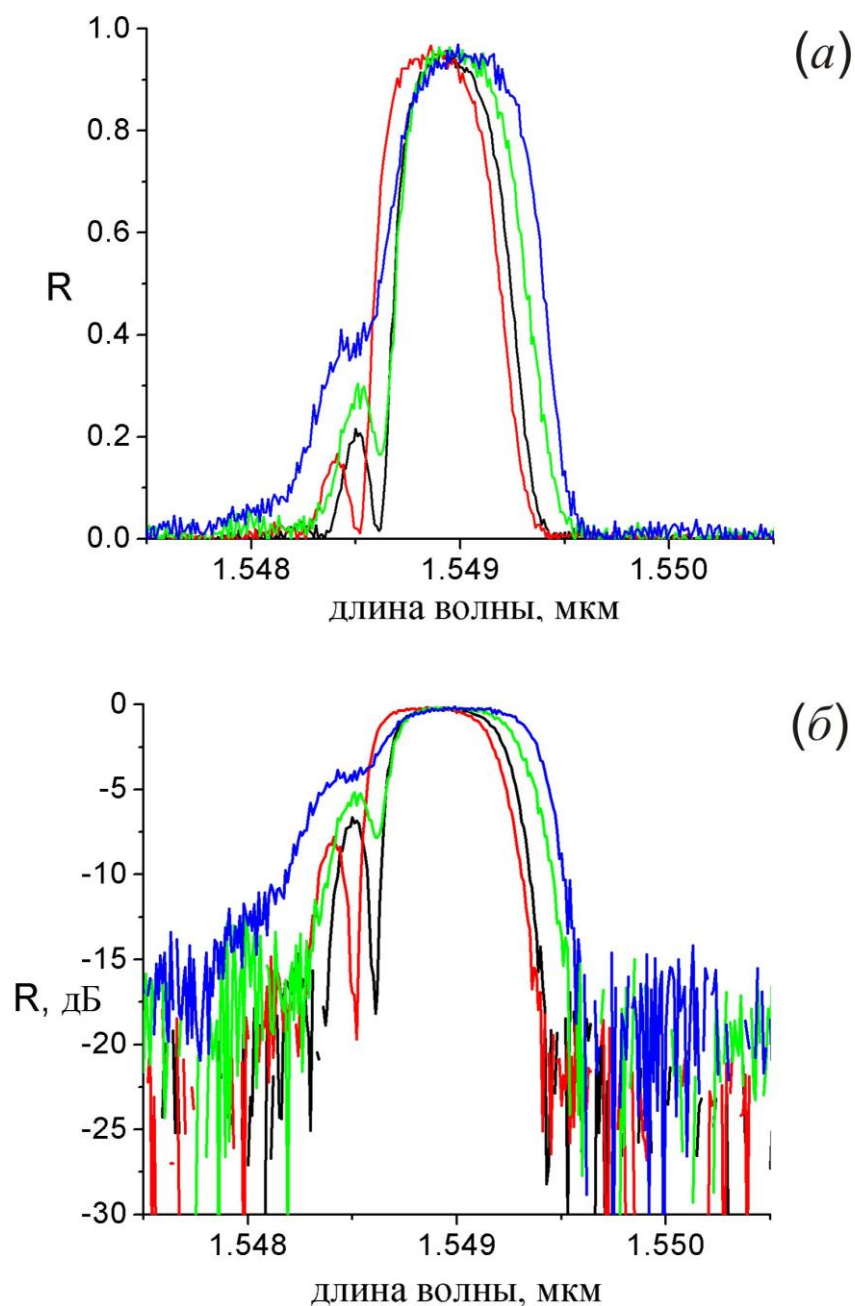


Рис. 3.12. Экспериментальные спектры ВБР, записанных в схеме с подвижной фазовой маской пучком с радиусом $w \approx 1.8$ мм, при различных параметрах смещения между центрами пучков +1 и -1 порядков: $dz = dz_0 \approx 0.02$ мм (черным цветом), $dz \approx 0.07$ мм $\sim 0.04w$ (красным цветом), $dz \approx 0.26$ мм $\sim 0.14w$ (зеленым цветом), $dz \approx 0.31$ мм $\sim 0.17w$ (синим цветом) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

Хотя качественно экспериментальные и расчетные спектры отражения для решетки с $R=0.95$ при увеличении параметра dz ведут себя похожим образом [91], в их форме, а также в значении оптимального параметра dz наблюдается значительное расхождение. Амплитуда боковых резонансов в эксперименте уменьшается слабее, чем в теории, но при этом их структура замывается с ростом dz , так что спектр становится относительно гладким (до уровня порядка -20 дБ, определяемым шумами измерительной схемы) уже при $dz \approx 0.2w$. Основной пик спектра отражения смещается в длинноволновую область, что связано, как хорошо известно, с увеличением n_{eff} , при этом в отличие от расчетных кривых основной пик в эксперименте уширяется с ростом dz .

Отличие эксперимента и теории может быть связано с не учитывавшимися в расчете факторами. В связи с этим нами проведены дополнительные исследования. В работе [91] предполагается, что основным фактором этого отличия является уменьшение степени когерентности (и, соответственно, замывание интерференционной картины на периферии) при увеличении относительного смещения осей интерферирующих пучков. Отметим, что в работе [52] для эксимерного лазера с малой продольной длиной когерентности излучения наклонное падение интерферирующих пучков приводило к замыванию интерференционной картины на краях, что также использовалось авторами для аподизации ВБР.

Для учета снижения степени когерентности (и соответственно контраста интерференционной картины) в точке z при интерференции наклонных пучков +1 и -1 порядков с центрами, смещенными на величину dz , в формулу для наведенного показателя преломления (3.5) введен множитель перед интерференционным членом вида

$$f(z, dz) = \exp\left(-\frac{a|z|dz}{w_0^2}\right) \quad (3.6)$$

где $w_0=w$. На рис. 3.13 приведено сравнение спектров отражения ВБР, описываемых формулой (3.5) с функцией $f(z,dz)$ согласно (3.6) при значении параметра $a=2$ (отметим, что связь эффекта с параметрами системы требует дополнительного изучения), для различных значений параметра dz с восстановленной амплитудой коэффициента отражения $R=0.95$.

Полученные графики показывают, что расчет по формуле (3.5) с учетом уменьшения когерентности на периферии в виде экспоненциальной функции (3.6) с коэффициентом $a=2$ согласуется с экспериментом намного лучше, чем расчет по формуле (3.5) с параметром $f(z,dz)=1$. Это приближение качественно описывает основные особенности экспериментальных спектров: смещение спектра отражения в длинноволновую область без существенного изменения ширины основного максимума и замывание боковых резонансов с ростом dz , тогда как в случае полностью когерентных пучков (рис. 3.10) сдвиг спектра много меньше, чем в эксперименте, и боковые резонансы не меняются по форме – они не замываются, но уменьшается их амплитуда. Оптимальное значение dz , полученное из моделирования с учетом снижения степени когерентности на периферии пучков, составляет $\sim 0.6w$.

На рис. 3.14 показаны профили наведенного показателя преломления, рассчитанные по формуле (3.5) с учетом (3.6) для соответствующих значений смещения $dz=0.01w$ (а), $0.4w$ (б) и $0.6w$ (в).

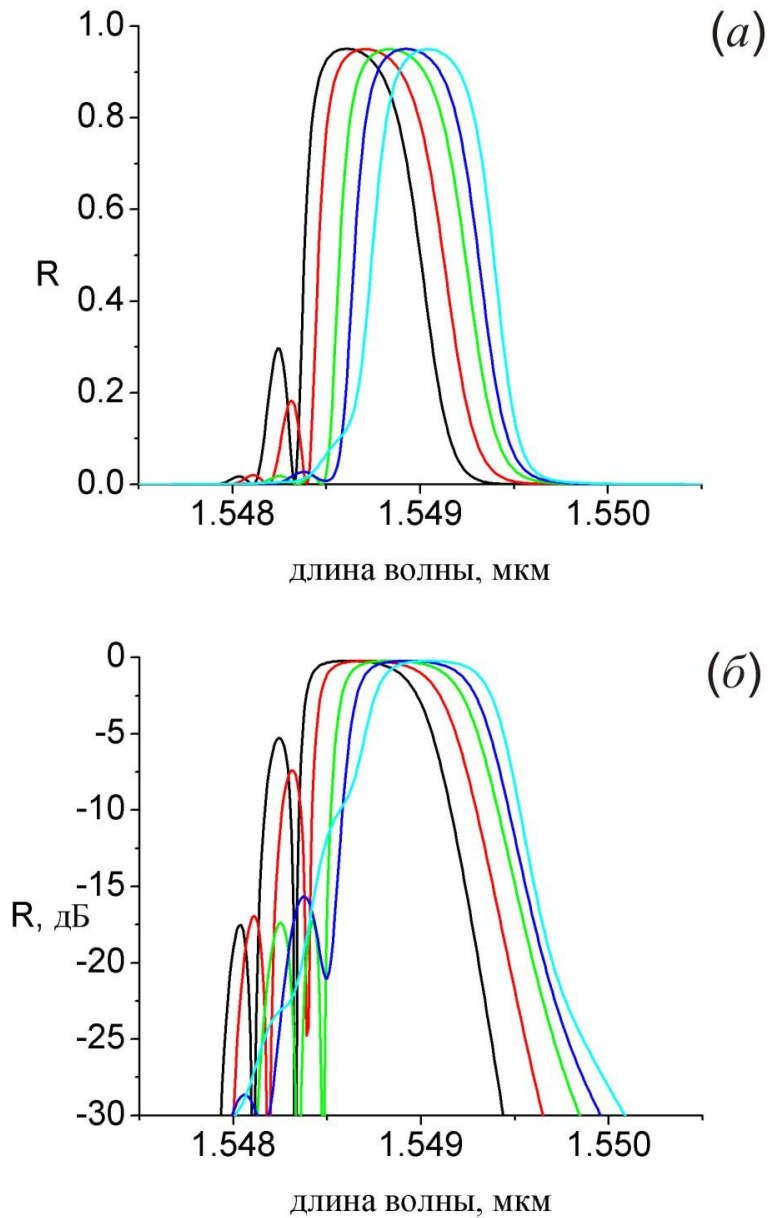


Рис. 3.13. Спектры ВБР, описываемых формулой (3.5) с учетом (3.6) при $a=2$ с параметрами $w=2$ мм, $\Lambda n_0=0.7741$ мкм и $dz_0=0.01w$, $\Delta n_0=0.68 \cdot 10^{-3}$ (черным цветом), $dz=0.2w$, $\Delta n_0=0.84 \cdot 10^{-3}$ (красным цветом), $dz=0.4w$, $\Delta n_0=1.17 \cdot 10^{-3}$ (зеленым цветом), $dz=0.5w$, $\Delta n_0=1.46 \cdot 10^{-3}$ (синим цветом), $dz=0.6w$, $\Delta n_0=1.88 \cdot 10^{-3}$ (голубым цветом) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

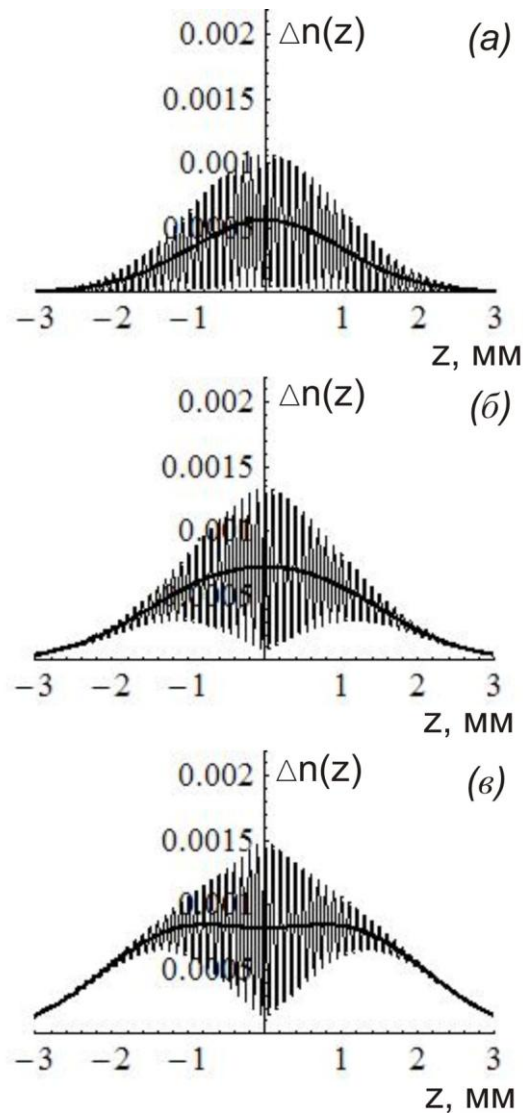


Рис. 3.14. Профили показателя преломления, рассчитанные по формуле (3.5) с учетом (3.6) при $a=2$ для решеток с параметрами $w=2$ мм, (а) $dz_0=0.01w$, $\Delta n_0=0.68 \cdot 10^{-3}$, (б) $dz=0.4w$, $\Delta n_0=1.17 \cdot 10^{-3}$, (в) $dz=0.6w$, $\Delta n_0=1.88 \cdot 10^{-3}$. Жирная линия – среднее значение наведенного показателя преломления. Период модуляции при создании рисунка для наглядности увеличен до $\Lambda=100$ мкм.

Таким образом, результаты исследований подтверждают предложенную нами гипотезу: уменьшение когерентности на периферии интерферирующих пучков приводит к более резкому спаданию амплитуды интерференционной

структуры, что обуславливает замывание боковых резонансов. При этом размер интерференционной картины становится сравним с областью постоянного среднего значения, но само среднее значение увеличивается по сравнению со случаем полностью когерентных пучков (рис. 3.11).

Также отличие эксперимента и расчета для некоторой области значений dz может быть связано с нелинейной зависимостью наведенного показателя преломления от дозы УФ облучения [88]. В условиях эксперимента наведенный показатель преломления изменяется линейно в первом приближении (с точностью $<10\%$) до величины порядка 10^{-3} , а при больших величинах выходит на степенную зависимость (степень ~ 0.5). В результате численного моделирования нами получено [91], что для $dz \geq 0.3w$ параметр Δn_0 превышает значение 10^{-3} , соответственно, для таких смещений нужно учитывать нелинейность.

Для учета нелинейной зависимости наведенного показателя преломления от дозы облучения требуется скорректировать формулу (3.5):

$$\Delta n(z) = \Delta n_1(z) + \Delta n_2(z) \quad (3.7)$$

где для значений dz , при которых в расчете по формуле (3.5) параметр Δn_0 не превышает 1, функция $\Delta n_1(z)$ идентична $\Delta n(z)$ в формуле (3.5), а $\Delta n_2(z) = 0$.

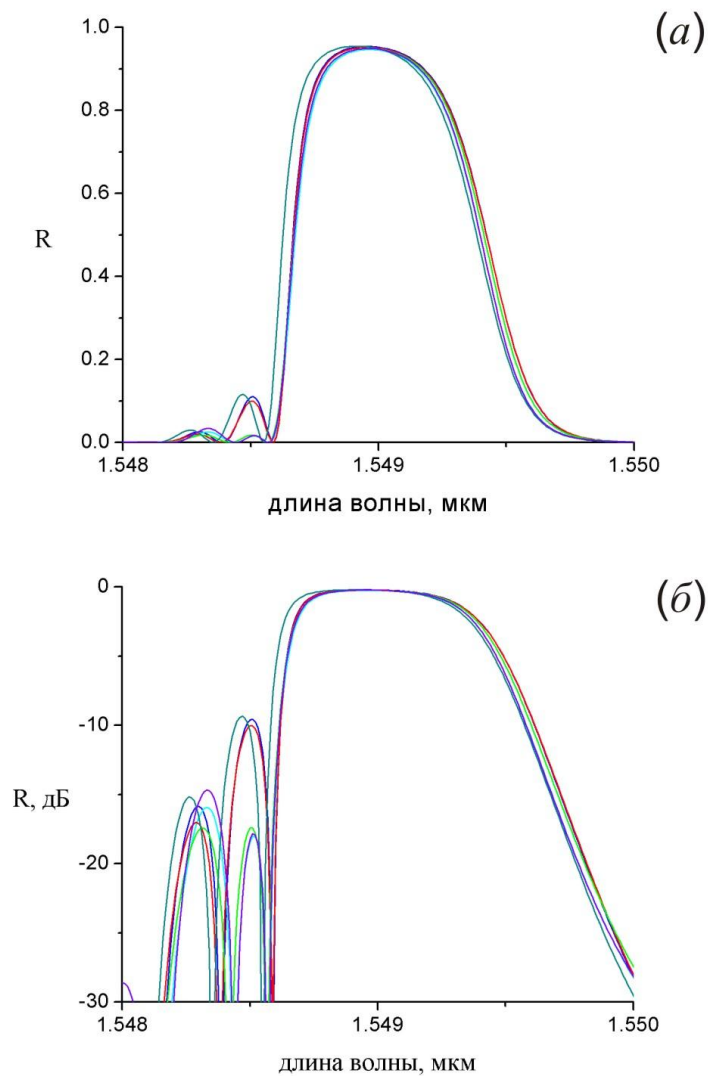


Рис. 3.15. Спектры ВБР, описываемых формулой (3.5) с учетом (3.6) с параметрами $a=2$, $w=2$ мм, $\Lambda n_0=0.7741$ мкм и $dz=0.3w$, $\Delta n_0=1.1 \cdot 10^{-3}$ (красным цветом), $dz=0.4w$, $\Delta n_0=1.3 \cdot 10^{-3}$ (зеленым цветом); спектры ВБР, описываемых формулой (3.7) при параметрах $a=2$, $w=1.8$ мм, $ka \sim 5 \cdot 10^{-4}$, $kb=0.5$, $I_{\text{avr}}=50$ Вт/см², $\Lambda n_0=0.7741$ мкм, $\Delta n_0=1 \cdot 10^{-3}$ и $dz=0.3w$, $t=2 \cdot 10^{-3}$ с (синим цветом), $dz=0.4w$, $t=1.2 \cdot 10^{-2}$ с (голубым цветом); спектры ВБР, описываемых формулой (3.7) при параметрах $a=2$, $w=1.8$ мм, $ka \sim 5 \cdot 10^{-4}$, $kb=0.3$, $I_{\text{avr}}=50$ Вт/см², $\Lambda n_0=0.7741$ мкм, $\Delta n_0=1 \cdot 10^{-3}$ и $dz=0.3w$, $t=1.6 \cdot 10^{-3}$ с (темно-зеленым цветом), $dz=0.4w$, $t=3.3 \cdot 10^{-2}$ с (фиолетовым цветом) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

Для тех значений dz , для которых Δn_0 превышает 1 в расчете по формуле (3.5), формула (3.7) будет иметь вид $\Delta n(z) = \Delta n_1(z)|_{\Delta n_0=1} + \Delta n_2(z)$, где $\Delta n_2(D) = ka \cdot [D(z)]^{kb}$ – степенная функция от дозы УФ облучения. Коэффициент пропорциональности $ka \sim 5 \cdot 10^{-4}$ [38], степень $kb = 0.3-0.4$ для импульсного и интенсивного непрерывного излучения ($I > 1 \text{ Вт/см}^2$), $kb = 0.5$ для слабоинтенсивного излучения [121]. Доза облучения $D(z) = D_{avr} \cdot (1 + C_{UV} \cdot \cos[2\pi z / \Lambda])$, $D_{avr} = I_{avr} \cdot t$, где t – время экспозиции, I_{avr} – усредненная интенсивность, C_{UV} – контраст интерференционной картины, $C_{UV} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$. Сравнение результатов численного моделирования спектров отражения ВБР с учетом и без учета нелинейности приведены на рис. 3.15.

Как следует из рис. 3.15, спектры отражения ВБР, рассчитанные с учетом вышеуказанной нелинейности, слабо отличаются от спектров, рассчитанных в допущении линейной зависимости. Оставшееся количественное расхождение теории и эксперимента может объясняться другими неучтенными эффектами: расходимостью пучка и соответственно отличием волнового фронта от плоского, вибрациями основания установки.

3.3. Выравнивание среднего значения наведенного показателя преломления вдоль ВБР в схеме записи с интерферометром Ллойда

Альтернативным к методу, рассмотренному в разделе 3.2, является метод записи с интерферометром Ллойда. При записи ВБР гауссовым пучком в данной схеме в идеальном случае мы имеем интерференцию двух половин гауссова пучка. В эксперименте можно ввести некоторое смещение оси, разделяющей пучок [90]. Профиль наведенного показателя преломления в области

интерференции двух частей гауссова пучка в предположении линейной зависимости изменения показателя преломления от интенсивности излучения имеет тот же вид, что и для случая интерференции двух гауссовых пучков, оси которых разнесены на расстояние $2dz$, см. формулу (3.5). В схеме с интерферометром Ллойда параметр dz обозначает смещение оси деления пучка в интерферометре относительно оси симметрии гаусса, при этом область значений $z > 0$.

На рис. 3.16 приведены спектры отражения ВБР, рассчитанные для профилей наведенного показателя преломления, заданных формулой (1.5) при $w=1$ мм и формулой (3.5) при $w=2$ мм, $f=1$ и различных параметрах dz для значений $z > 0$.

В ходе расчета выявлено, что для ВБР, описанной функцией (3.5) при $f=1$, $dz=0$ амплитуда бокового резонанса больше, чем для случая интерференции гауссовых пучков, при этом контраст бокового резонанса меньше, основной пик шире. При увеличении параметра dz до значения $\sim 0.4w$ амплитуда бокового резонанса в коротковолновой части спектра уменьшается, при $dz > 0.4w$ снова возрастает, но при этом уменьшается его контраст, спектр сглаживается и становится асимметричным.

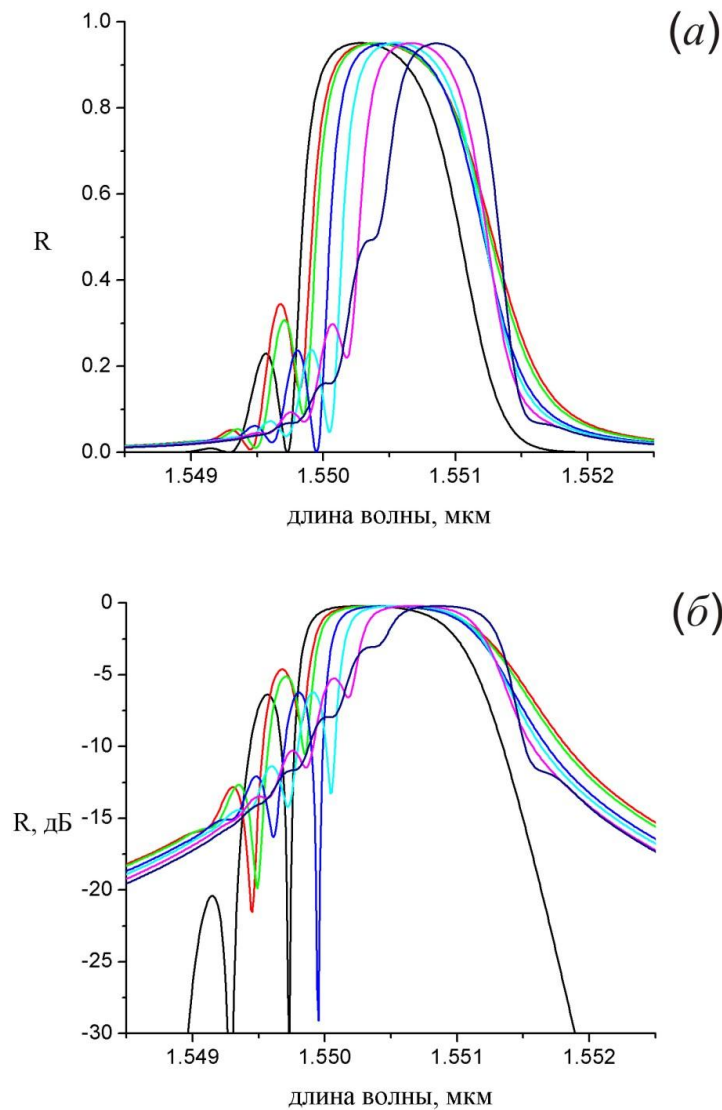


Рис. 3.16. Спектры ВБР, описываемых формулой (1.5) при параметрах $w=1$ мм, $\Delta n_0=0.30 \cdot 10^{-3}$ (черным цветом) и формулой (3.5) при $w=2$ мм, $f=1$ и $dz=0$, $\Delta n_0=1.46 \cdot 10^{-3}$ (красным цветом), $dz=0.2w$, $\Delta n_0=1.55 \cdot 10^{-3}$ (зеленым цветом), $dz=0.4w$, $\Delta n_0=1.85 \cdot 10^{-3}$ (синим цветом), $dz=0.5w$, $\Delta n_0=2.15 \cdot 10^{-3}$ (голубым цветом), $dz=0.6w$, $\Delta n_0=2.57 \cdot 10^{-3}$ (розовым цветом), $dz=0.7w$, $\Delta n_0=3.25 \cdot 10^{-3}$ (темно-синим цветом). $\lambda_n=0.7748$ мкм в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

На рис. 3.17 и 3.18 также приведены спектры отражения ВБР, рассчитанные для ВБР с профилями наведенного показателя преломления, заданными формулой (3.5) с учетом (3.6) при $w=2$ мм, параметрах $a=2$ и $a=4$ и различных dz .

Характер изменения спектров при возрастании параметра dz для $a=2$ и $a=4$ тот же, что и для $a=0$, но с увеличением параметра a подавление боковых резонансов в коротковолновой части спектра при изменении dz от 0 до $0.4w$ становится менее значительным, а для больших dz сглаживание выражено сильнее. Оптимальное значение dz , полученное из моделирования с учетом снижения степени когерентности на периферии пучков, составляет $\sim 0.6w$.

Для параметра $a=0$ смещение брэгговской длины волны при изменении dz от 0 до $0.5w$ составляет ~ 0.25 нм, для параметра $a=2$ ~ 0.7 нм, для параметра $a=4$ 1.3 нм. Отметим, что по результатам численного моделирования уменьшение амплитуды боковых резонансов при равных dz в схеме записи с интерферометром Ллойда менее существенно, чем в схеме записи с подвижной фазовой маской. Ширина основного пика в спектре отражения ВБР, записанной в схеме с интерферометром Ллойда гауссовым пучком с радиусом w , приблизительно равняется ширине основного пика в спектре ВБР, записанной в схеме с подвижной фазовой маской гауссовым пучком с радиусом $w/2$ при равных параметрах dz .

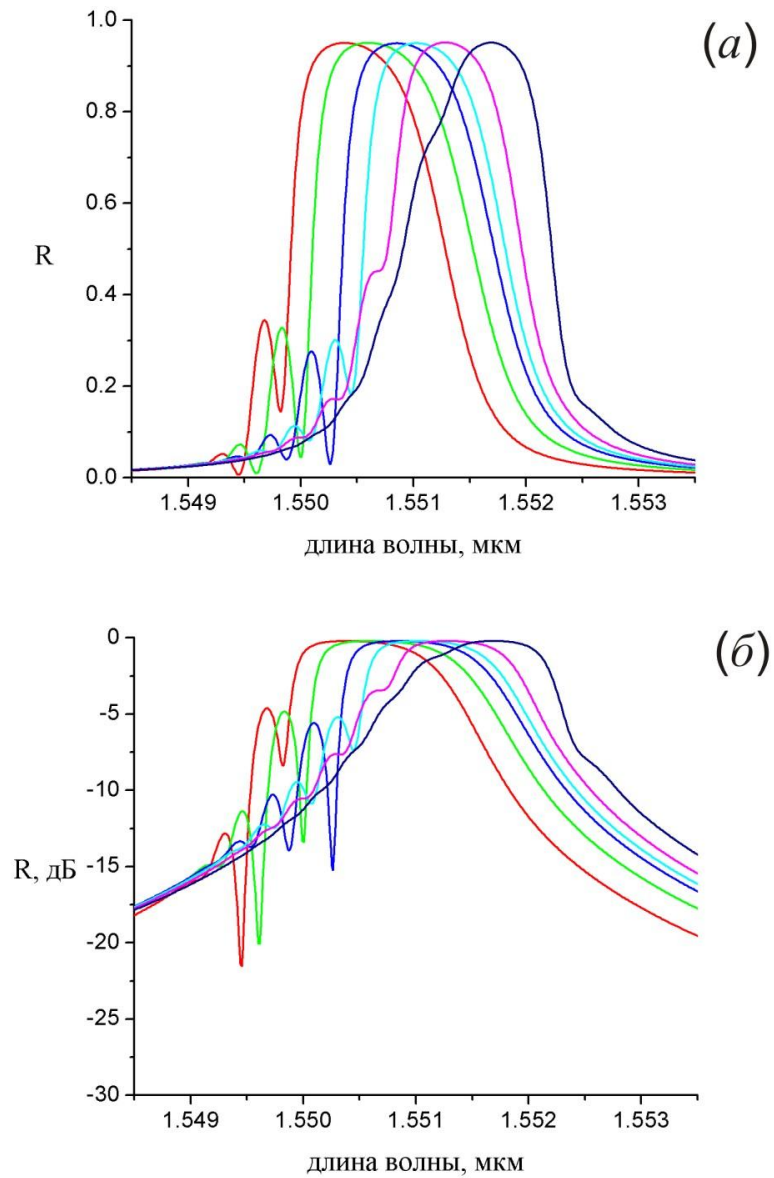


Рис. 3.17. Спектры ВБР, описываемых формулой (3.5) с учетом (3.6) при $w=2$ мм, $a=2$ и $d_z=0$, $\Delta n_0=1.46 \cdot 10^{-3}$ (красным цветом), $d_z=0.2w$, $\Delta n_0=1.8 \cdot 10^{-3}$ (зеленым цветом), $d_z=0.4w$, $\Delta n_0=2.45 \cdot 10^{-3}$ (синим цветом), $d_z=0.5w$, $\Delta n_0=3 \cdot 10^{-3}$ (голубым цветом), $d_z=0.6w$, $\Delta n_0=3.85 \cdot 10^{-3}$ (розовым цветом), $d_z=0.7w$, $\Delta n_0=5.25 \cdot 10^{-3}$ (темно-синим цветом). $\lambda_n=0.7748$ мкм в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

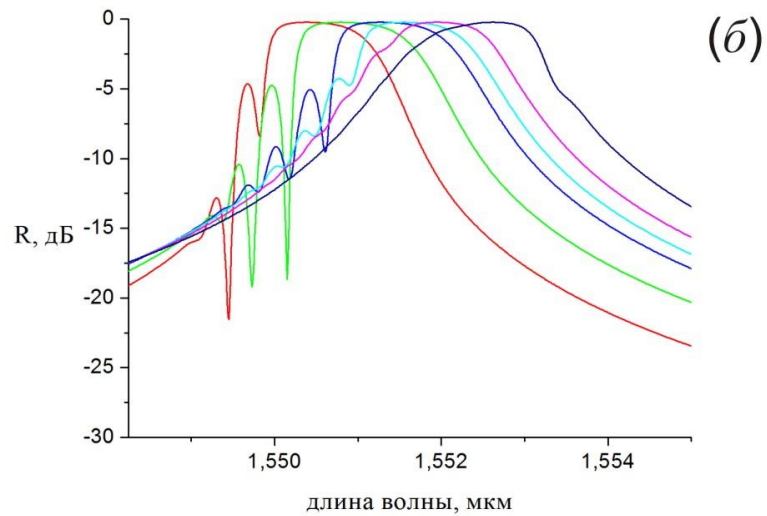
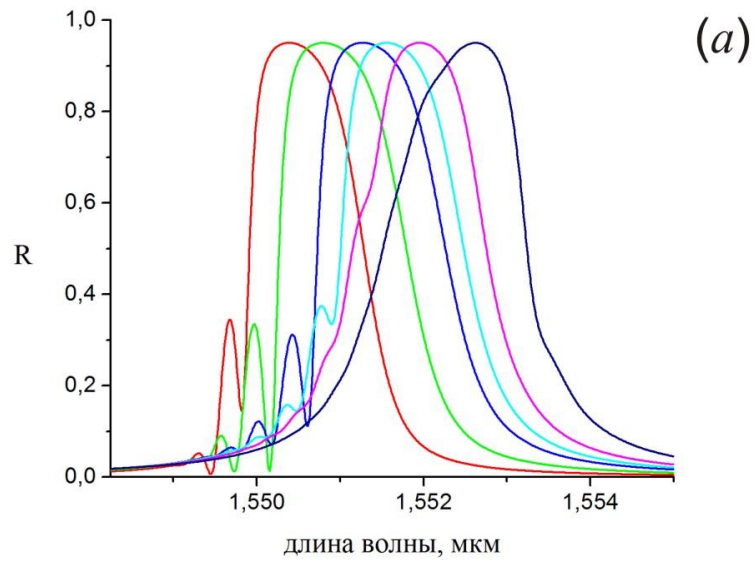


Рис. 3.18. Спектры ВБР, описываемых формулой (3.5) с учетом (3.6) при $w=2$ мм, $a=4$, $dz=0$, $\Delta n_0=1.46 \cdot 10^{-3}$ (красным цветом), $dz=0.2w$, $\Delta n_0=2.05 \cdot 10^{-3}$ (зеленым цветом), $dz=0.4w$, $\Delta n_0=3.1 \cdot 10^{-3}$ (синим цветом), $dz=0.5w$, $\Delta n_0=3.95 \cdot 10^{-3}$ (голубым цветом), $dz=0.6w$, $\Delta n_0=5.25 \cdot 10^{-3}$ (розовым цветом), $dz=0.7w$, $\Delta n_0=7.55 \cdot 10^{-3}$ (темно-синим цветом). $\Lambda n=0.7748$ мкм в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

Для проверки результатов расчета в эксперименте [90] были записаны решетки с брэгговской длиной волны ~ 1.55 мкм в области интерференции двух частей гауссова пучка с относительно малым радиусом $w=2$ мм без смещения и со смещением на величину $dz\sim 1$ мм. Также были записаны высокоотражающие решетки с брэгговской длиной волны ~ 1.1 мкм в области интерференции двух частей гауссова пучка с большим радиусом $w=10$ мм со сдвигом $dz\sim 0.5w$. Деление пучка регулировалось перемещением поворотного столика с зеркалом и волокном с помощью подвижки. Измерение профиля пучка позволяло контролировать экспериментальное значение параметра dz . Для записи ВБР использовались волоконные световоды AllWave (вблизи 1.1 и 1.3 мкм), SMF-28e (вблизи 1.55 мкм). Мощность УФ лазера составляла ~ 50 мВт. Время экспозиции ~ 5 – 10 мин для плотных решеток ($R\sim 0.99$). Волокно было предварительно выдержано в атмосфере водорода под давлением 100 атмосфер в течение ~ 10 дней.

На рис. 3.19 черным цветом показаны спектры ВБР, записанных пучком с радиусом $w=2$ мм при параметрах $dz\sim 0$ (слева) и $dz\sim 0.5w$ (справа). Получено подавление боковых резонансов в коротковолновой части спектра в 1.5–2 раза.

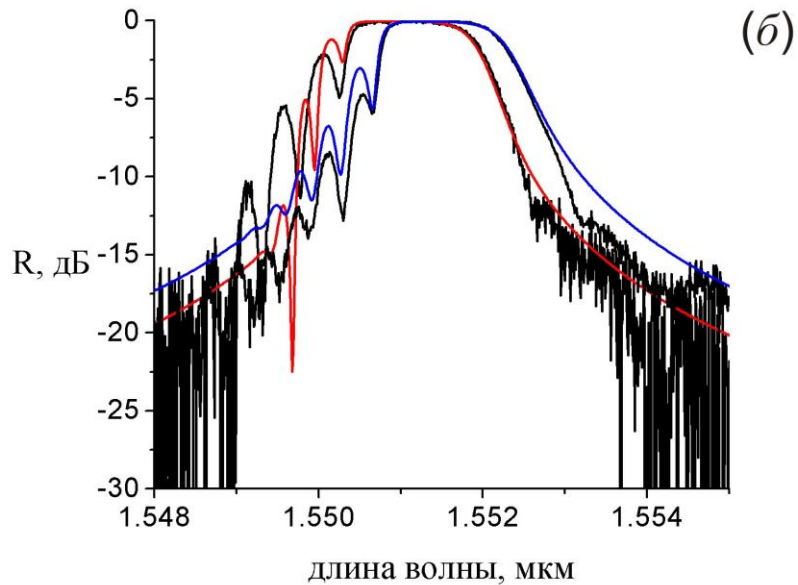
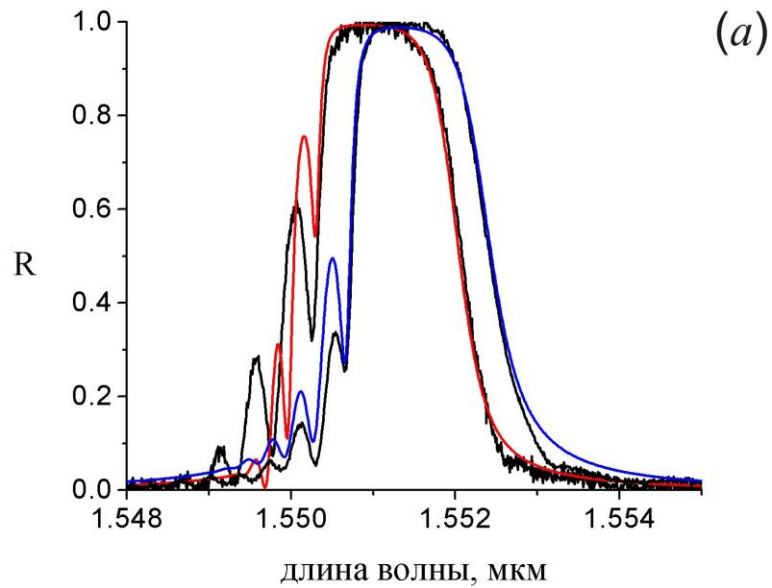


Рис. 3.19. Спектры ВБР, записанных с области интерференции двух частей гауссова пучка, разделенного в интерферометре Ллойда, с радиусом $w=2$ мм при параметрах $dz \sim 0$ (слева) и $dz \sim 0.5w$ (справа) и численное моделирование по формуле (3.5) с учетом (3.6) с параметрами $f=1$, $w=2.5$ мм, $dz=0$, $\Delta n_0=1.85 \cdot 10^{-3}$, $n_0\Lambda=0.7749$ мкм (красным цветом); $a=2$, $w=2$ мм, $dz=0.5w$, $\Delta n_0=4.1 \cdot 10^{-3}$, $n_0\Lambda=0.7746$ мкм (синим цветом) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

Сдвиг брэгговской длины волны составил ~ 0.6 нм, что примерно соответствует сдвигу в моделировании для параметра $a=2$. Также на рис. 3.19 приведены оптимальные спектры, полученные численным моделированием по формуле (3.5). Как и в случае с подвижной фазовой маской, для $dz>0$ численное моделирование с учетом снижения степени когерентности пучка на периферии лучше согласуется с экспериментом, чем моделирование в предположении полностью когерентных пучков. Получено, что спектр ВБР, записанной при $dz\sim 0.5w$, лучше всего аппроксимируется при параметре $a=2$. При этом достаточно хорошо описывается основной пик и положение боковых резонансов слева, но их амплитуда в 1.5 раза больше экспериментальной.

Для решеток, записанных пучком с радиусом $w=10$ мм при параметре $dz\sim 0.5w$, получено подавление боковых резонансов до уровня нескольких процентов, при этом в длинноволновой части спектра появляются боковые резонансы с малым контрастом, рис. 3.20 (черным цветом).

Также на рис. 3.20 приведено численное моделирование по формуле (3.5) для параметров $a=4$ и $a=6$ при $dz=0.5w$, соответствующем экспериментальному. Показано, что моделирование не описывает боковые резонансы в длинноволновой части экспериментального спектра.

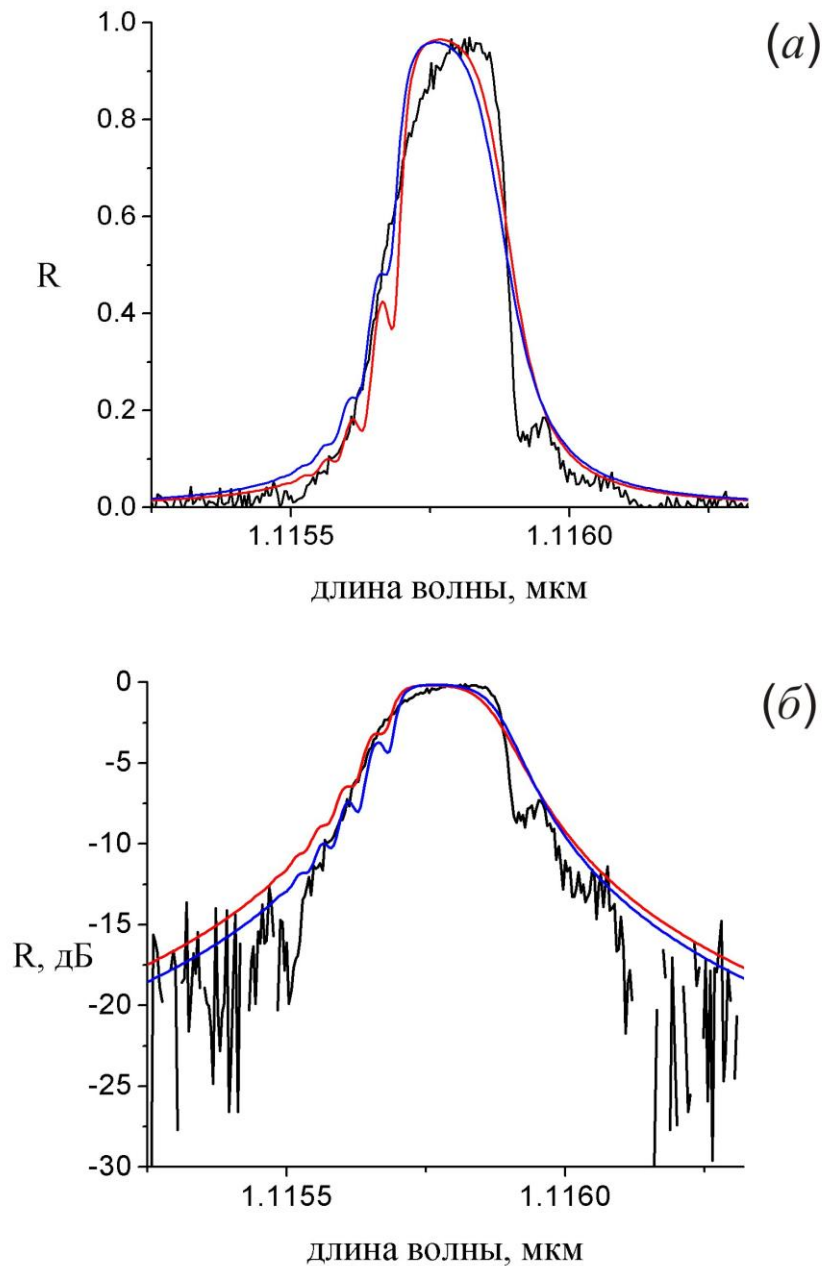


Рис. 3.20. Спектр ВБР, записанной в области интерференции двух частей гауссова пучка с радиусом $w=10$ мм при $dz \sim 0.5w$ (черным цветом) и численное моделирование по формуле (3.5) с учетом (3.6) с параметрами $a=4, w=8.2$ мм, $dz=0.5w, \Delta n_0=0.78 \cdot 10^{-3}$ (красным цветом), $a=6, w=9$ мм, $dz=0.5w, \Delta n_0=0.86 \cdot 10^{-3}$ (синим цветом). $n_0 \Lambda = 0.5577$ мкм в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе.

3.4. Выводы к главе 3

Таким образом, предложены и исследованы три способа записи высокоотражающих ВБР с подавленными боковыми резонансами гауссовым пучком без использования сканирующих методик. Описан простой способ записи ВБР в схеме с фазовой маской путем дополнительной засветки записанной интерференционной структуры непромодулированным гауссовым пучком, при этом было получено подавление боковых резонансов до уровня < 20 дБ.

В этой же схеме записи показано, что поперечное смещение фазовой маски в направлении от волокна позволяет записывать ВБР со сглаженными боковыми резонансами без существенного изменения ширины спектра. Применение данного метода в схеме с фазовой маской и двухзеркальным интерферометром позволит записывать ВБР с подавленными боковыми резонансами на произвольной длине волны в спектральном диапазоне $1 - 1.6$ мкм.

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.

Показано, что во всех трех случаях подавление боковых резонансов происходит за счет выравнивания среднего значения наведенного показателя преломления на длине решетки. ВБР с наиболее гладким спектром можно записать в схеме с фазовой маской путем дополнительной засветки, недостаток данного метода заключается в том, что запись проводится в три этапа.

Заключение

Приведем основные результаты, полученные в данной работе:

1. Для реализации интерференционных схем записи ВБР УФ гауссовым пучком осуществлено удвоение частоты широкоапертурного аргонового лазера (линия 488 нм) в кристалле ВВО в двух конфигурациях резонатора.

Рассчитана и реализована схема внешнего резонатора, обеспечивающая согласование с резонатором широкоапертурного аргонового лазера, оптимальную фокусировку в кристалл и настройку на максимум выходной мощности. Получена генерация УФ излучения (244 нм) мощностью ~30 мВт с длиной когерентности ~10 м.

Теоретически и экспериментально найдена оптимальная конфигурация широкоапертурного аргонового лазера с внутррезонаторным удвоением частоты. Получено УФ излучение мощностью до 1 Вт с длиной когерентности ~3 см, что достаточно для записи ВБР. Увеличение мощности достигнуто за счет увеличения апертуры основного пучка в разрядной трубке. Экспериментальные зависимости мощности второй гармоники от геометрических параметров резонатора и от тока разряда (мощности) аргонового лазера согласуются с расчетом. Эффективность преобразования во вторую гармонику составляет 30%.

2. В интерференционной схеме записи с фазовой маской реализован простой метод выравнивания среднего значения наведенного показателя преломления, обеспечивающий подавление боковых резонансов в коротковолновой части спектра высокоотражающих ВБР до уровня <-20 дБ. На первом этапе волоконный световод засвечивается стационарной интерференционной картиной, профиль которой задается гауссовым профилем

интенсивности интерферирующих пучков, сформированных фазовой маской. На втором этапе осуществляется пост-засветка световода непромодулированным гауссовым пучком на расстоянии порядка его радиуса слева и справа от центра записанной ВБР. Результаты численного моделирования для условий эксперимента хорошо согласуются с измеренными спектрами.

3. Для схемы записи с фазовой маской предложен и реализован альтернативный метод подавления боковых резонансов в спектре отражения ВБР. Выравнивание среднего значения наведенного показателя преломления в области записываемой ВБР осуществляется за счет относительного сдвига центров интерферирующих гауссовых пучков при поперечном смещении фазовой маски в направлении от волокна.

Расчет показал, что в данной схеме максимальное подавление боковых резонансов высокоотражающих ВБР ($R=95\%$) без уширения спектра достигается при относительном сдвиге $dz \sim 0.6w$. Предсказанное подавление наблюдается и в эксперименте (до уровня -20 дБ), однако оптимальное смещение ($dz \sim 0.2w$) существенно отличается от расчетного. Показано, что это различие может быть связано с уменьшением степени когерентности интерферирующих пучков на периферии с ростом расстояния между их центрами. Учет этого эффекта позволяет также описать наблюдаемое в эксперименте смещение основного пика отражения в длинноволновую область. Для решеток с коэффициентом отражения $R=80\%$ подавление боковых резонансов до уровня -20 дБ в эксперименте наблюдается при меньших сдвигах ($dz \sim 0.1w$) без заметного изменения формы спектра.

4. Предложен и реализован метод подавления боковых резонансов в спектре отражения ВБР, записываемых в области интерференции двух частей гауссова пучка в интерферометре Ллойда, за счет смещения гауссова пучка относительно оси интерферометра и выравнивания среднего значения показателя преломления соответственно. В моделировании показано, что данная схема позволяет записывать решетки в широком диапазоне длин волн с подавлением боковых резонансов без существенного влияния на ширину спектра при величине смещения $\sim 0.6w$. В эксперименте наблюдается уменьшение амплитуды боковых резонансов в 2 раза для решеток, записанных пучком с радиусом $w \sim 2$ мм, и практически полное подавление боковых резонансов для решеток, записанных пучком с $w \sim 10$ мм, при величине смещения $\sim 0.5w$.

Таким образом, поставленные в работе задачи можно считать решенными.

Полученные в диссертации результаты важны для применений ВБР в качестве зеркал резонатора волоконных лазеров и в качестве датчиков температуры и деформаций в сенсорных системах. В частности, ВБР со сглаженными спектрами использовались в работах [122-126]. При перестройке ВБР за счет сжатия в изгибной конструкции [122] был обнаружен эффект обратимых изменений коэффициента отражения волоконных брэгговских решеток, который был подробно исследован и объяснен в работе [127]. Похожие методы расчета, характеристики и аподизации ВБР рассматривались в работах [128-132], при этом они были выполнены позднее данной диссертационной работы.

Автор выражает особую благодарность С.А. Бабину за осуществление научного руководства и помощь при подготовке диссертации, С.И. Каблукову и

А.А. Власову за помощь в постановке экспериментов. Автор также выражает благодарность коллективу и сотрудникам лаборатории волоконной оптики И. Н. Немову, С.Г. Игнатовичу за плодотворное сотрудничество в процессе выполнения работы.

Список обозначений и сокращений

A_1 – комплексная амплитуда падающей волны

A_2 – комплексная амплитуда прошедшей волны

A_j – комплексная амплитуда падающей волны на элементарном отрезке

a – параметр функции когерентности

a_{core} – радиус сердцевины волоконного световода

B – параметр двулучепреломления

B_1 – комплексная амплитуда отраженной волны

B_j – комплексная амплитуда отраженной волны на элементарном отрезке

b, b с индексами – конфокальные параметры пучков

C_{UV} – контраст интерференционной картины

D_{ch} – диаметр разрядного канала широкоапертурного аргонового лазера

D_{cl} – диаметр оболочки волоконного световода

$D(z)$ – доза облучения

d – длина резонатора аргонового лазера

d_{eff} – эффективное значение составляющей нелинейного оптического тензора

dl – величина смещения фазовой маски от волокна в поперечном направлении

dl_0 – минимальное расстояние между фазовой маской и сердцевиной световода

dm – доля мощности излучения в +1 и -1 порядках

dm_0 – доля мощности для нулевого порядка дифракции

dz – половина расстояния между центрами интерферирующих пучков в схеме записи с фазовой маской либо величина смещения оси деления в интерферометре Ллойда

$E=E(z)$ – одна из компонент вектора электромагнитного поля

$E_{01,02}$ – поле излучения в +1 и -1 порядках дифракции

f – частота модуляции пучка лазера

f_0 – характеристического расстояния

f_L – фокусное расстояние тонкой линзы

f_M – фокусное расстояние выходного зеркала

f_R – частота повторения записывающего лазера

$f(z,dz)$ – функция когерентности

h – апертурная функция

I – интенсивность интерференционной картины

$I_{1,2}$ – интенсивности интерферирующих пучков

I_{ch} – ток разряда

I_{avr} – усредненная интенсивность излучения

h_s – длина элементарного отрезка

K_c – коэффициент, использующийся в решении задачи рассеяния

K_{enh} – коэффициент усиления

k – волновое число электромагнитной волны в среде

k_0 – волновое число электромагнитной волны в вакууме

ka, kb – параметры функции зависимости наведенного показателя преломления от дозы облучения

L – длина волоконной брэгговской решетки

L_1 – расстояние от сферического зеркала до кристалла

L_2 – половина расстояния между сферическими зеркалами по пустому плечу резонатора

l – длина кристалла

l_c – длина когерентности излучения

N – порядок брэгговского резонанса

N_s – число элементарных отрезков

n_0 – эффективный показатель преломления волоконного световода

n_1 – показатель преломления оболочки

n_2 – показатель преломления сердцевины

n_o и n_e – главные значения показателя преломления одноосного кристалла

n^e – показатель преломления для необыкновенной волны

n_j – показатель преломления на элементарном отрезке

n_M – показатель преломления выходного зеркала

n_{eff}^i – эффективный показатель преломления i -й моды

$n(z)$ – показатель преломления среды (волоконного световода)

P_1 – мощность основного излучения, падающего на внешний резонатор

P_2 – мощность излучения второй гармоники

P_C – внутрирезонаторная мощность основного излучения

P_{SHG} – мощность излучения второй гармоники

p_e – коэффициент фотоупругости кварцевого волоконного световода

R – коэффициент отражения решетки

R_i – радиусы кривизны зеркал в схеме внутрирезонаторного удвоения

частоты

R_{M1} – коэффициент отражения входного зеркала внешнего резонатора

$1-R_m$ – потери во внешнем резонаторе

$R_{\text{вых}}$ – радиус кривизны выходного зеркала аргонового лазера в схеме удвоения частоты во внешнем резонаторе

r – радиус кривизны сферических зеркал

s – видность интерференционной картины

t – время экспозиции

t_i – длины плеч в схеме внутррезонаторного удвоения частоты

V_{SHG} – отношение мощности излучения второй гармоники к внутррезонаторной мощности основного излучения

v – скорость перемещения волокна

w, w с индексами – радиусы гауссовых пучков

z – координата вдоль волокна

z_1 и z_2 – величины смещения пучка вправо и влево относительно центра записанной ВБР

$\alpha_{1,2}$ – параметры в расчете методом ABCD-матриц

$\alpha_n \approx 6.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ – термооптический коэффициент

$\alpha_A = 0.55 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ – коэффициент термического расширения

β_j – константы распространения мод

β – континуум констант распространения

ΔL – изменение длины

Δn_0 – параметр, характеризующий величину засветки

Δn_1 и Δn_2 – параметры, характеризующие величины дополнительной засветки справа и слева от центра ВБР

$\Delta n(z)$ – наведенный показатель преломления

$\Delta n_{ac}(z)$ – амплитуда модуляции наведенного показателя преломления

$\overline{\Delta n(z)} = \Delta n_{dc}(z)$ – среднее значение наведенного показателя преломления

вдоль решетки

ΔT – изменение температуры

$\Delta \lambda$ – ширина спектра

ε – относительное удлинение волоконного световода

ζ – коэффициент связи

η – коэффициент эффективности преобразования во вторую гармонику

η_C – эффективность согласования мод

θ – угол между интерферирующими пучками.

θ_{Br} – угол Брюстера

θ_{cr} – угол между направлением волнового вектора и оптической осью

кристалла

θ_S – угол синхронизма

$\theta_{walkoff}$ – угол сноса

κ – коэффициент связи

Λ – период волоконной брэгговской решетки

λ – длина волны излучения

λ_{Br} – брэгговская длина волны

λ_N – длина волны N-го спектрального канала

λ_{uv} – длина волны ультрафиолетового излучения

$\mu_{x,y}$ – координаты перетяжек в кристалле в тангенциальной и сагитальной

плоскостях

ξ, ζ с индексами – параметры фокусировки

φ – угол падения на сферическое зеркало

φ_{cr} – угол в кристалле

DWDM – плотное спектральное мультиплексирование оптических каналов

ВБР – волоконная брэгговская решетка

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние

ВОЛС – волоконно-оптические линии связи

ГКДЦ – германиевые кислородно-дефицитные центры

УФ – ультрафиолетовое (излучение)

ЭМ – электромагнитное (поле)

Список литературы

1. Agrawal G. P. Fiber-optic communication systems, Third edition. New York: Wiley-Interscience, 2002, 546 P.
2. Kashyap R. Fiber Bragg gratings. San Diego: Academic Press, 1999, 458 P.
3. Othonos A., Kalli K. Fiber Bragg gratings. London: Artech House, 1999, 422 P.
4. Васильев С.А., Медведков О. И., Королев И. Г. и др. Волоконные решетки показателя преломления и их применения // Квантовая электроника – 2005. – Т. 35, № 12. – С. 1085-1103.
5. Bennion I., Williams J. A. R., Zhang L., Sugden K., Doran N. J. UV-written in-fibre Bragg gratings // Optical and Quantum Electronics – 1996. – Vol. 28, № 2, P. 93-135.
6. Meltz G., Morey W.W., Glenn W.H. Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method // Opt. Lett. – 1989. – Vol. 14, № 15. – P. 823-825.
7. Lemaire P., Atkins R. M., Mizrahi V., Reed W.A. High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibers // Electron. Lett. – 1993. – Vol. 29, № 13. – P. 1191-1192.
8. Kogelnik H. Theory of Optical Waveguides // Guided-Wave Optoelectronics – 1988. – Vol. 26. – P. 7-88.
9. Курков А. С., Дианов Е. М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // Квантовая электроника – 2004. – Т. 34, № 10. – С. 881-900.

10. Archambault J.-L., Grubb S.G. Fiber Gratings in lasers and amplifiers // Journ. Lightwave Technol. – 1997. – Vol. 15, № 8. – P. 1378-1390.
11. Ball G.A., Glenn W.H. Design of a single-mode linear-cavity erbium fiber laser utilizing Bragg reflectors // Journ. Lightwave Technol. – 1992. – Vol. 10, № 10. – P. 1338-1343.
12. Kringlebotn J. T., Archambault J.-L., Reekie L., Payne D. N. Er³⁺:Yb³⁺-codoped fiber distributed-feedback laser // Opt. Lett. – 1994. – Vol. 19, № 24. – P. 2101–2103.
13. Loh W.H., Dong L., Caplen J.E. Single-sided output Sn/Er/Yb distributed feedback fiber laser // Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 69, № 15. – P. 2151-2153.
14. Курков А.С., Карпов В.И., Лаптев А.Ю. и др. Высокоэффективный волоконный лазер с накачкой в оболочку на основе иттербиевого световода и волоконной брэгговской решетки // Квантовая электроника – 1999. – Т. 27, № 3. – С. 239-240.
15. Gapontsev V. P., Samartsev I. E., Zayats A. A., Loryan R. R. Laser-diode pumped Yd-doped single mode tunable fibre lasers // Conf. Adv. Solid State Lasers – 1991. – paper WC1-1.
16. Faucher M., Sevigny B., Perreault R., Wetter A. All-fiber 32x1 pump combiner with high isolation for high power fiber laser // Proc. CLEO 2008 – 2008. – paper CMA5.
17. Jeong Y., Sahu J. K., Payne D. N., Nilsson J. Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1 kW of continuous-wave output power // Electron. Lett. – 2004. – Vol. 40, № 8. – P. 470–472.

18. Gapontsev V., Gapontsev D., Platonov N. et.al. 2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness // Proc. of the European Conference on Lasers and Electro Optics – 2005. – paper CJ-1-1-THU.
19. Grubb G.S., Strasser T., Cheung W.Y. et. al. High-power 1.48 μm cascaded Raman laser in germanosilicate fibers // Proc. Opt. Amplifiers and their Applications – 1995. – SaA4. – P. 197-199.
20. Дианов Е.М., Буфетов И.А., Машинский В.М. и др. Волоконные ВКР-лазеры на световоде с высоким содержанием оксида германия в сердцевине // Квантовая электроника – 2005. – Т. 35, № 5. – С. 435-441.
21. Dianov E.M., Grekov M.V., Bufetov I.A. et. al. CW high power 1.24 μm and 1.48 μm Raman lasers based on low loss phosphosilicate fibre // Electron. Lett. – 1997. – Vol. 33, № 18. – P. 1542-1544.
22. Курков А.С., Дианов Е. М., Парамонов В. М. и др. Мощные волоконные ВКР-лазеры в диапазоне 1.22-1.34 мкм // Квантовая электроника – 2000. – Т. 30, № 9.– С. 791-793.
23. Дианов Е.М., Буфетов И.А., Машинский В.М. и др. Волоконные ВКР-лазеры с длиной волны генерации более 2 мкм // Квантовая Электроника – 2004. – Т. 34, № 8. – С. 695-697.
24. Кульчин Ю.Н. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. М.: Физматлит, 2001, 272 С.
25. Yu F.T.S.Y., Yin S. Fiber optic sensors. New York: Marcel Dekker, Inc, 2002, 495 P.
26. Ball G.A., Morey W.W. Compression-tuned single-frequency Bragg grating fiber laser // Opt. Lett. – 1994. – Vol. 19, № 23. – P. 1979-1981.

27. Mohammad N., Szyszkowski W., Zhang W.J. et al. Analysis and development of a tunable fiber Bragg grating filter on axial tension/compression // *Journ. Lightwave Technol.* – 2004. – Vol. 22, № 8. – P. 2001-2013.
28. Mokhtar M. R., Goh C. S., Butler S. A. et. al. Fiber Bragg grating compression-tuned over 110 nm // *Electron. Lett.* – 2003. – Vol. 39, № 6. – P. 509-510.
29. Yoonchan J., Alegria C., Sahu J. K. et. al. A 43-W C-band tunable narrow-linewidth Erbium-Ytterbium codoped large-core fiber laser // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2004. – Vol. 16, № 3. – P. 756-758.
30. Fu L. B., Ibsen M., Richardson D. J. et. al. Compact high-power tunable three-level operation of double cladding Nd-doped fiber laser // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2005. – Vol. 17, № 2. – P. 306-308.
31. Абдуллина С.Р., Бабин С.А., Власов А.А. и др. Полностью волоконный иттербиевый лазер, перестраиваемый в диапазоне 45 нм // *Квантовая электроника* – 2007. – Т. 37, № 12. – С. 1146-1148.
32. Bilodeau F., Johnson D.C., Theriault S. et. al. An all-fiber dense-wavelength-division multiplexer/demultiplexer using photoimprinted Bragg gratings // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 1995. – Vol. 7, № 4. – P. 388-390.
33. Williams J.A.R., Bennion I., Sugden K., Doran N.J. Fiber dispersion compensation using a chirped in-fibre Bragg grating // *Electron. Lett.* – 1994. – Vol. 30, № 12. – P. 985-987.
34. Riant I. UV-photoinduced fibre gratings for gain equalisation // *Opt. Fiber Techn.* – 2002. – Vol. 8, № 3. – P. 171-194.

35. Neustruev V.B. Colour centres in germanosilicate glass and optical fibres // Journ. Phys.: Condens. Matter. – 1994. – Vol. 6, № 35. – P. 6901-6936.
36. Dianov E.M., Starodubov D.S., Vasiliev S.A. et. al. Refractive-index gratings written by near-ultraviolet radiation // Opt. Lett. – 1997. – Vol. 22, № 4. – P. 221-223.
37. Дианов Е.М., Васильев С.А., Стародубов Д.С. и др. Запись решеток показателя преломления в германосиликатных световодах излучением ближнего УФ диапазона // Квантовая электроника – 1997. – Т. 24, № 2. – С.160-162.
38. Медведков О.И., Королев И.Г., Васильев С.А. Запись волоконных брэгговских решеток в схеме с интерферометром Ллойда и моделирование их спектральных свойств. М., 2004. 46 С. Препр./ ИЦВО РАН; №6.
39. Hill K.O., Malo B., Bilodeau F. et al. Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask // Appl. Phys. Lett. – 1993. – Vol. 62, № 10. – P. 1035-1037.
40. Dyer P. E., Farley R. J., Giedl R. Analysis and application of a 0/1 order Talbot interferometer for 193 nm laser grating formation // Opt. Commun. – 1996. – Vol. 129, № 1-2. – P. 98-108.
41. Belai O.V., Frumin L.L., Podivilov E.V., Shapiro D.A. Efficient numerical method of the fiber Bragg grating synthesis // J. Opt. Soc. Am. B – 2007. – Vol. 24, № 7. – P. 1451-1457.
42. Skaar J., Wang L.G., Erdogan T. On the synthesis of fiber Bragg gratings by layer peeling // IEEE J. Quant. Electr. – 2001. – Vol. 37, № 2. – P. 165-173.

43. Rourke H.N., Baker S. R., Byron K.C. Fabrication and characterization of long, narrowband fiber gratings by phase mask scanning // *Electron. Lett.* – 1994. – Vol. 30, № 16 – P. 1341-1342.
44. Martin J., Lauzon J., Thibault S., Ouellette F. Novel writing technique of long highly reflective in-fiber gratings and investigation of the linearly chirped component // *Proc. Conference on Optical Fiber Communications* – 1994. – Vol. 4, PD29-1 – P. 138.
45. Malo B., Thériault S., Johnson D. C. et al. Apodized in-fiber Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask // *Electron. Lett.* – 1995. – Vol. 31, № 3. – P. 223-225.
46. Albert J., Hill K. O., Malo B. et al. Apodization of spectral response of fiber Bragg gratings using phase mask with variable diffraction efficiency // *Electron. Lett.* – 1995. – Vol. 31, № 3. – P. 222-223.
47. Loh W.H., Cole M. J., Zervas M. N. et al. Complex grating structures with uniform phase masks based on the moving fiber-scanning beam technique // *Optics Lett.* – 1995. – Vol. 20, № 20. – P. 2051-2053.
48. Cole M.J., Loh W.H., Laming R.I., Zervas M. N. Moving fibre/phase mask scanning beam technique for writing arbitrary profile fibre gratings with a uniform phase mask // *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides: Fundamentals and Applications* – 1995. – Vol. 22, OSA Technical Series. – P. PD1-(1-3).
49. Stubbe R., Sahlgren B., Sandgren S., Asseh A. Novel technique for writing long superstructured fiber Bragg gratings // *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides: Fundamentals and Applications* – 1995. – Vol. 22, OSA Technical Series. – P. PD1-(1-3).

50. Storøy H. Fibre Bragg gratings and fibre optic structural strain sensing // Ph.D. Thesis – Norwegian University of Science and Technology – 1997.
51. Campbell R.J., Kashyap R. Spectral profile and multiplexing of Bragg gratings in photosensitive fibre // *Opt. Lett.* – 1991. – Vol. 16, № 12. – P. 898–900.
52. Suzuki Y., Iwata H., Nakayama K. et al. Apodization Method Owing to the Finite Length of UV Laser Coherence in Fabricating Fiber Bragg Gratings // *Jap. Journ. Appl. Phys.* – 2006. – Vol. 45, № 12. – P. 9100–9102.
53. Itoh K., Watanabe W., Nolte S., Schaffer C. B. Ultrafast processes for bulk modification of transparent materials // *MRS Bull.* – 2006. – Vol. 31, № 8. – P. 620–625.
54. Nolte S., Will M., Burghoff J., Tünnermann A. Femtosecond waveguide writing: a new avenue to threedimensional integrated optics // *Appl. Phys.* – 2003. – A 77. – P. 109–111.
55. Ams M., Marshall G.D., Dekker P., Piper J. A., Withford M.J. Ultrafast laser written active devices // *Laser Photonics Rev.* – 2009. – Vol. 3, № 6. – P. 535–544.
56. Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR laser pulses // *Opt. Commun.* – 2001. – Vol. 191. – P. 333–339.
57. Sudrie L., Franco M., Prade B. and Mysyrowicz A. Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses // *Opt. Commun.* – 1999. – Vol. 171. – P. 279–284.
58. Nikogosyan D. N., Dubov M., Schmitz H. et.al. Point-by-point inscription of 250-nm-period structure in bulk fused silica by tightly-focused femtosecond

- UV pulses: experiment and numerical modeling // Cent. Eur. J. Phys. – 2010. – Vol. 8, № 2. – P. 169–177.
59. Dekker P., Ams M., Marshall G. D. et. al. Annealing dynamics of waveguide Bragg gratings: evidence of femtosecond laser induced colour centres // Opt. Express – 2010. – Vol. 18, № 4. – P. 3274–3283.
60. Kondo Y., Nouchi K., Mitsuyu T. et. al. Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 24, № 10. – P. 646–648.
61. Martinez A., Dubov M., Khrushchev I., Bennion I. Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser // Electron. Lett. – 2004. – Vol. 40, № 19. – P. 1170–1172.
62. Thomas J., Wikszak E., Clausnitzer T. et. al. Inscription of fiber Bragg gratings with femtosecond pulses using a phase mask scanning technique // Appl. Phys. – 2007. – A 86, № 2. – P. 153–157.
63. Marshall G.D., Williams R.J., Jovanovic N. et. al. Point-by-point written fiber-Bragg gratings and their application in complex grating designs // Opt. Express – 2010. – Vol. 18, № 19. – P. 19844–19859.
64. Bernier M., Vallée R., Morasse B. et. al. Ytterbium fiber laser based on first-order fiber Bragg gratings written with 400nm femtosecond pulses and a phase-mask // Opt. Express – 2009. – Vol. 17, № 21. – P. 18887–18893.
65. Dragomir A., Nikogosyan D. N., Ruth A. A. et. al. Long-period fibre grating formation with 264 nm femtosecond radiation // Electron. Lett. – 2002. – Vol. 38, № 6. – P. 269–271.

66. Jovanovic N., Thomas J., Williams R. J. et. al. Polarization-dependent effects in point-by-point fiber Bragg gratings enable simple, linearly polarized fiber lasers // *Opt. Express* – 2009. – Vol. 17, № 8. – P. 6082–6095.
67. Wikszak E., Burghoff J., Will M. et. al. Recording of fiber Bragg gratings with femtosecond pulses using a "point by point" technique // *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics, San Francisco, California, 2004.* – paper CThM7.
68. Allsop T., Dubov M., Martinez A. et. al. Bending characteristics of fiber long-period gratings with cladding index modified by femtosecond laser // *Journ. Lightwave Technol.* – 2006. – Vol. 24, № 8. – P. 3147–3154.
69. Allsop T., Kalli K., Zhou K. et. al. Long period gratings written into a photonic crystal fibre by a femtosecond laser as directional bend sensors // *Opt. Commun.* – 2008. – Vol. 281, № 20. – P. 5092–5096.
70. Zhang H., Eaton S. M., Herman P. R. Single-step writing of Bragg grating waveguides in fused silica with an externally modulated femtosecond fiber laser // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32, № 17. – P. 2559–2561.
71. Mills J. D., Hillman C.W. J., Blott B. H., Brocklesby W. S. Imaging of free-space interference patterns used to manufacture fiber bragg gratings // *Appl. Opt.* – 2000. – Vol. 39, № 33. – P. 6128–6135.
72. Jing T., Zhang Y. J. Tunable writing Tm-doped intracore fiber Bragg gratings using 800 nm femtosecond laser and phase mask // *Laser Phys.* – 2010. – Vol. 20, № 1. – P. 276–280.
73. Smelser C.W., Grobncic D., Mihailov S. J. Generation of pure two-beam interference grating structures in an optical fiber with a femtosecond infrared

- source and a phase mask // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29, № 15. – P. 1730–1732.
74. Grobnic D., Smelser C.W., Mihailov S. J. et. al. Fiber Bragg gratings with suppressed cladding modes made in SMF-28 with a femtosecond IR laser and a phase mask // *Photonics Technol. Lett.* – 2004. – Vol. 16, № 8. – P. 1864–1866.
75. Thomas J., Voigtländer C., Schimpf D. et. al. Continuously chirped fiber Bragg gratings by femtosecond laser structuring // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33, № 14. – P. 1560–1562.
76. Martinez A., Khrushchev I.Y., Bennion I. Direct inscription of Bragg gratings in coated fibers by an infrared femtosecond laser // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, № 11. – P. 1603–1605.
77. Mihailov S. J., Grobnic D., Walker R. B. et. al. Bragg grating writing through the polyimide coating of high NA optical fibres with femtosecond IR radiation // *Opt. Commun.* – 2008. – Vol. 281, № 21. – P. 5344–5348.
78. Thomas J., Jovanovic N., Becker R. G. et. al. Cladding mode coupling in highly localized fiber Bragg gratings: modal properties and transmission spectra // *Opt. Express* – 2011. – Vol. 19, № 1. – P. 325–341.
79. Martinez A., Khrushchev I. Y., Bennion I. Thermal properties of fiber Bragg gratings inscribed point-by-point by infrared femtosecond laser // *Electron. Lett.* – 2005. – Vol. 41, № 4. – P. 176–177.
80. Smelser C.W., Grobnic D., Mihailov S. J. High-reflectivity thermally stable ultrafast induced fiber Bragg gratings in H₂-loaded SMF-28 fiber // *Photonics Technol. Lett.* – 2009. – Vol. 21, № 11. – P. 682–684.

81. Martinez A., Lai Y., Dubov M. et. al. Vector bending sensors based on fibre Bragg gratings inscribed by infrared femtosecond laser // *Electron. Lett.* – 2005. – Vol. 41, № 8. – P. 472–474.
82. Wikszak E., Thomas J., Burghoff J. et. al. Erbium fiber laser based on intracore femtosecond-written fiber Bragg grating // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, № 16. – P. 2390–2392.
83. Androz G., Faucher D., Bernier M., Vallée R. Monolithic fluoride-fiber laser at 1480 nm using fiber Bragg gratings // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – P. 1302–1304.
84. Zhang Y. J., Wang W., Song S. F., Wang Z. G. Ultra-narrow linewidth Tm^{3+} -doped fiber laser based on intra-core fiber Bragg gratings // *Laser Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 6, № 10. – P. 723–726.
85. Bernier M., Faucher D., Caron N., Vallée R. Highly stable and efficient erbium-doped 2.8 μm all fiber laser // *Opt. Express* – 2009. – Vol. 17, № 19. – P. 16941–16946.
86. Williams R., Jovanovic N., Marshall G., Withford M. J. All-optical, actively Q-switched fiber laser // *Opt. Express* – 2010. – Vol. 18, № 8. – P. 7714–7723.
87. Абдуллина С.Р., Бабин С.А., Власов А.А., Каблуков С.И. Внутриврезонаторное удвоение частоты генерации в широкоапертурном аргоновом лазере // *Квантовая электроника* – 2005. – Т. 35, № 9. – С. 857–861.
88. Абдуллина С.Р., Бабин С.А., Власов А.А., Каблуков С.И., Особенности записи волоконных брэгговских решеток гауссовым пучком // *Квантовая электроника* – 2006. – Т. 36, № 10. – С. 966–970.

89. Абдуллина С.Р., Бабин С.А., Власов А.А., Каблуков С.И. Перестраиваемые брэгговские решетки для применений в волоконных лазерах // Оптика и спектроскопия – 2007. – Т. 103, № 6. – С. 1050–1054.
90. Абдуллина С.Р., Власов А.А., Бабин С.А. Сглаживание спектра волоконных брэгговских решеток в схеме записи с интерферометром Ллойда // Квантовая электроника – 2010. – Т. 40, № 3. – С. 259-263.
91. Абдуллина С.Р., Немов И.Н., Бабин С.А.. Метод подавления боковых резонансов в спектре волоконных брэгговских решеток за счет поперечного сдвига фазовой маски относительно волокна // Квантовая электроника – 2012. – Т. 42, № 9. – С. 794-798.
92. Абдуллина С.Р., Власов А.А. Методы подавления боковых резонансов в спектре отражения волоконных брэгговских решеток // Автометрия – 2014. – Т. 50, № 1. – С. 90-104.
93. Abdullina S. R., Babin S. A., Churkin D. V. et al. Fiber Bragg grating written by frequency-doubled argon laser for sensor applications // Proc. SPIE – 2002. – Vol. 4900. – P. 443-446.
94. Абдуллина С.Р. Расчет резонатора широкоапертурного аргонового лазера с удвоением частоты // Материалы МНСК «Студент и научно-технический прогресс»: Физика/ Новосибирский гос. Ун-т. Новосибирск – 2004. – С. 86.
95. Абдуллина С.Р., Власов А.А., Каблуков С.И. и др. Разработка и исследование широкополосных оптических усилителей для высокоскоростных волоконно-оптических линий связи // Материалы IV Конференции молодых ученых СО РАН. (Новосибирск, 17-19 ноября, 2004) – 2004. – С. 128-131.

96. Abdullina S.R., Babin S.A., Vlasov A.A., Kablukov S.I. Frequency doubling in a large-bore argon laser // Proc. SPIE, 2006, V.6054: International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2005: Advanced Lasers and Systems; Eds. G. Huber, V.Y. Panchenko, I.A. Scherbakov; P. 605402 (1-8).
97. Abdullina S.R., Babin S.A., Kablukov S.I., Vlasov A.A. Simple technique of fiber Bragg gratings apodization by use of gaussian beam // Proc. SPIE, 2007, Vol. 6612, Laser Optics 2006: Diode Lasers and Telecommunication Systems, ed. Nikolay N. Rosanov, P. 661201 (1-10).
98. Абдуллина С.Р., Бабин С.А., Каблуков С.И. и др. Перестраиваемые волоконные брэгговские решетки // Труды Российского семинара по волоконным лазерам 2007 (Новосибирск, 4-6 апреля 2007), С. 21-22.
99. Абдуллина С.Р., Немов И.Н., Бабин С.А. Метод подавления боковых резонансов в спектре волоконных брэгговских решеток за счет поперечного сдвига волокна относительно фазовой маски // Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2012. – 2012. – С. 135-136.
100. Li E.B., Xi J., Chicharo J.F. Characteristics of a UV beam generated by a frequency doubled Ar-ion laser // Opt. Comm. – 2004. – Vol. 234. – P. 329-335.
101. Белай О.В. Методы решения обратной задачи рассеяния для волоконных брэгговских решеток: дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.05/Белай Олег Владимирович. – Новосибирск, 2008. – 124 С.
102. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах // М.: Мир, 1987, 616 С.

103. Борн, Вольф. Основы оптики // М: Наука, 1973, 713 С.
104. Коткин Г.Л., Ткаченко О.А., Ткаченко В.А. Лабораторные работы по квантовой механике // Новосибирск, НГУ, 1987.
105. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям // М: Наука, 1971, 576 С.
106. Ленкова Г.А. Влияние глубины фазового профиля на распределение интенсивности в порядках дифракции бифокального элемента // Автометрия –1995. – №5. – С. 16-24.
107. Atkins R.M., Lemaire P.J., Erdogan T., Mizrahi V. Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses // Electron. Lett. – 1993. – Vol. 29, № 14. – P. 1234-1235.
108. Steinbach A., Rauner M., Cruz F.C., Bergquist J.C. CW second harmonic generation with elliptical Gaussian Beams // Opt. Comm. –1996. – Vol. 123, № 1 – P. 207-214.
109. Dowley M.W. Efficient CW second harmonic generation to 2573Å // Appl. Phys. Lett. – 1968. – Vol. 13, № 11. – P. 395-397.
110. Taira Y. High-power continuous-wave ultraviolet generation by frequency doubling of an argon-laser // Jap. Journ. Appl. Phys. – 1992. – Vol. 31. – P. L682-L684.
111. Coherent Innova Sabre Fred, Coherent Inc. <http://www.coherent.com/>
112. Kato K. Second Harmonic Generation to 2048 Å in β -BaB₂O₄ // IEEE J. Quant. Electr. –1986. – Vol. 22, № 7 – P.1013-1014.
113. Дмитриев В. Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика // М: Радио и связь, 1982, 352 С.

114. Eckardt R.C., Masuda H., Fan Y.X., Byer R.L. Absolute and relative nonlinear optical coefficients of KDP, KD*P, BaB₂O₄, LiIO₃, MgO:LiNbO₃ and KTP measured by phase-matched second-harmonic generation // IEEE J. Quant. Electr. – 1990. – Vol. 26, № 5. – P. 922-993.
115. Boyd G.D., Kleinman D.A. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams // Journ. Appl. Phys. – 1968. – Vol. 39, № 8 – P. 3597-3639.
116. Прохоров А.М. Справочник по Лазерам, т. 2 // М: Советское радио, 1978, 400 С.
117. Ананьев Ю.А., Бекшаев А.Я. Учет локальных элементов в матричном методе анализа разъюстированных астигматических систем. // Опт. и спектр.–1989. – Т. 66, № 3 – С. 702-708.
118. Kogelnik H., Ippen E., Dienes A., Snack C. Astigmatically Compensated Cavities for CW Dye Lasers // IEEE J. Quant. Electr. – 1972. – Vol. 8, № 3. – P. 373-379.
119. Dunn M. H., Ferguson A. I. Coma compensation in off-axis laser resonators // Opt. Comm. – 1977. – Vol. 20, № 2. – P. 214-219.
120. Hansch T.W., Couillaud B. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity // Opt. Comm. – 1980. – Vol. 35, № 3 – P. 441-444.
121. Е. М. Дианов, С. А. Васильев, О. И. Медведков, А. А. Фролов. Динамика наведения показателя преломления при облучении германосиликатных световодов различными типами УФ излучений // Квантовая электроника – 1997. – Т. 24, № 9. – С. 805-808.

122. Akulov V.A., Afanasiev D.M., Babin S.A. et. al. Frequency tuning and doubling in Yb-doped fiber lasers // *Laser Phys.* – 2007. – Vol. 17, № 2. – P. 124-129.
123. Babin S.A., Churkin D.V., Kablukov S.I. et. al. All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum // *Opt. Express* – 2007. – Vol. 15, № 13. – P.8438-8443.
124. Бабин С.А., Власов А.А., Шелемба И.С. Волоконно-оптические сенсоры на основе брэгговских решеток // *Химия высоких энергий* – 2008. – Т. 42, № 4. – С. 35-37.
125. Kulchin Yu. N., Vitrik O. B., Dyshlyuk A. V. et.al. Combined time-wavelength interrogation of fiber-Bragg gratings based on an optical time-domain reflectometry // *Laser Physics* – 2008. – Vol. 18, № 11. – P.1301-1304.
126. Kulchin Yu. N., Vitrik O. B., Dyshlyuk A. V. et. al. Differential Reflectometry of FBG Sensors in the Wide Spectral Range // *Laser Physics* – 2011. – Vol. 21, № 2. – P. 304-307.
127. Гнусин П. И., Васильев С. А., Медведков О. И., Дианов Е. М. Обратимые изменения коэффициента отражения волоконных брэгговских решеток разных типов // *Квантовая Электроника* – 2010. – Т. 40, № 10. – С. 879-886.
128. Ugale S., Mishra V. Fiber Bragg Grating Modeling, Characterization and Optimization with different index profiles // *International Journal of Engineering Science and Technology* – 2010. – Vol. 2, № 9. – P. 4463-4468.

129. Singh J., Khare A., Kumar S. Design of Gaussian Apodized Fiber Bragg Grating and its applications // International Journal of Engineering Science and Technology – 2010. – Vol. 2, № 5. – P. 1419-1424.
130. Zhang A. P., Gao S. , Yan G., Bai Y. Advances in optical fiber Bragg grating sensor technologies // Photonic Sensors – 2012. – Vol. 2, № 1. – P. 1-13.
131. Mahakud R., Prakash O., Kumar J. et. al. Analysis on the effect of UV beam intensity profile on the refractive index modulation in phase mask based fiber Bragg grating writing // Opt. Comm. – 2012. – Vol. 285, № 24. – P. 5351-5358.
132. Соколов В.И., Панченко В.Я., Семиногов В.Н. Узкополосный брэгговский фильтр на длину волны 1.5 мкм на основе полимерного волновода с лазерно-индуцированной решеткой показателя преломления // Квантовая электроника – 2010. – Т. 40, № 8. – С. 739-742.