

Новый метод управления формой спектральных характеристик брэгговских решеток в электрооптических материалах

А.В.Шамрай, А.С.Козлов, И.В.Ильичев, М.П.Петров

Предложен новый метод управления формой спектральных характеристик брэгговских решеток, основанный на введении электрически управляемых скачков среднего показателя преломления. Рассчитана форма спектральных характеристик брэгговских решеток со сложной ступенчатой структурой пространственного распределения среднего показателя преломления; экспериментально продемонстрировано оперативное электрическое управление их формой в канальном оптическом волноводе на кристалле LiNbO₃.

Ключевые слова: брэгговские решетки, оптические переключатели, перестраиваемые оптические фильтры.

1. Введение

Один из наиболее широко распространенных классов узкополосных оптических фильтров основан на дифракции света от фазовой брэгговской решетки [1]. Спектральная характеристика отражения простой синусоидальной брэгговской решетки имеет форму узкого пика с центральной длиной волны, соответствующей точному выполнению закона Брэгга:

$$\lambda_0 = 2nA, \quad (1)$$

где λ_0 – центральная длина волны отражения (длина волны Брэгга); n – средний показатель преломления материала, в котором сформирована решетка; A – период решетки. Спектральная селективность такой решетки для случая малой ($\delta n/n < A/l$) амплитуды может быть оценена как

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \approx \frac{A}{l}, \quad (2)$$

где δn – амплитуда фазовой решетки; l – длина решетки; $\delta\lambda$ – отклонение длины волны света от условий Брэгга, при котором дифракционная эффективность обращается в нуль. Таким образом, брэгговская решетка длиной $l = 5$ мм может обеспечить спектральную селективность $\delta\lambda \approx 0.1$ нм при $\lambda_0 = 1550$ нм.

Наибольший практический интерес представляют брэгговские решетки с управляемыми спектральными характеристиками [2]. Самым простым видом управления является спектральная перестройка, или изменение центральной длины волны отражения. Из формулы (1), описывающей закон Брэгга, видно, что это изменение может быть осуществлено путем изменения среднего

показателя преломления либо периода решетки. Последнее можно реализовать с помощью механической деформации. На основе данного принципа осуществляется перестройка волоконных брэгговских решеток с пьезоприводом [2]. Основным недостатком данного метода является относительно невысокая скорость перестройки. Характерное время изменения λ_0 составляет 10 мс.

Если решетка сформирована в электрооптическом материале, центральная длина волны брэгговского отражения может быть изменена электрооптически – путем приложения внешнего электрического поля и изменения среднего показателя преломления. Главным достоинством данного метода спектральной перестройки является высокая скорость – потенциально время изменения λ_0 может быть меньше 1 нс. Изменение центральной длины волны пропорционально изменению среднего показателя преломления, которое определяется электрооптическими свойствами материала:

$$\Delta\lambda = 2\Delta nA, \quad \Delta n = \frac{1}{2} n^3 r_{\text{eff}} E, \quad (3)$$

где E – напряженность прикладываемого внешнего электрического поля; r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент, зависящий от взаимной ориентации образца, внешнего электрического поля, направления распространения и поляризации света. Подробный анализ зависимости электрооптических свойств кристалла LiNbO₃ от его ориентации был проведен в работе [3].

В работе [4] для оптимальной ориентации кристалла LiNbO₃, была осуществлена непрерывная электрическая перестройка узкополосного оптического фильтра на основе объемной отражательной голографической брэгговской решетки. Основным недостатком данной системы – это высокие управляющие напряжения и узкий диапазон непрерывной перестройки, что связано с невысокими электрооптическими коэффициентами используемых электрооптических материалов (например, LiNbO₃).

Ранее были предложены новые методы управления спектральными характеристиками брэгговских решеток, основанные на создании пространственных разрывов или скачков основных параметров решетки, таких как пери-

А.В.Шамрай, А.С.Козлов, И.В.Ильичев, М.П.Петров. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26; e-mail: achamrai@mail.ioffe.ru

од, фаза или средний показатель преломления [5, 6]. Разрывы в фазе, периоде или среднем показателе преломления брэгговской решетки приводят к радикальному изменению формы спектральной характеристики. Например, при внесении фазового сдвига, равного π , между двумя половинами однородной решетки возникает узкий пик пропускания в центре спектрального диапазона отражения невозмущенной решетки, и из спектрального фильтра, работающего на отражение, она превращается в фильтр, работающий на пропускание. Это значительно расширяет функциональные возможности управляемых фильтров на основе брэгговских решеток, а следовательно, область их потенциальных практических применений.

В настоящее время опубликован ряд теоретических работ, посвященных исследованию спектральных характеристик брэгговских решеток с пространственными разрывами и скачками параметров [5, 6]. С целью подтверждения полученных теоретических результатов были поставлены эксперименты по управлению пространственными неоднородностями параметров брэгговских решеток и формой их спектральных характеристик. Эксперименты проводились с использованием волоконно-оптических брэгговских решеток, управляемых с помощью механических деформаций или изменения температуры. Однако данные методы создания управляемых неоднородностей имеют очевидные недостатки. Прежде всего это низкая скорость управления, а кроме того, невозможность создания резких (скачкообразных) управляемых разрывов в решетке. Это существенно ограничивает возможности реализации различных вариантов пространственных неоднородностей ее параметров.

Недавно был предложен метод внесения управляемых скачков фазы с использованием динамической голографической решетки в фоторефрактивных кристаллах [7]. Скачки фазы решетки создавались путем пространственной фазовой модуляции одного из записывающих динамическую голографическую решетку пучков. Однако данный метод имеет невысокую скорость управления. Скорость изменения спектральной характеристики определяется скоростью перезаписи динамической решетки внутри фоторефрактивного кристалла и составляет ~ 1 с для кристалла BaTiO_3 при интенсивности записываемого света 100 мВт/см^2 на длине волны 532 нм .

Целью настоящей работы является создание и исследование нового метода оперативного управления спектральной характеристикой брэгговских решеток. Разработанный метод обеспечивает высокую чувствительность к управляющим электрическим напряжениям и высокую скорость управления центральной длиной волны отражения, а также формой спектральной характеристики брэгговской решетки.

2. Основные физические принципы

Предложенный метод базируется на использовании электрооптического эффекта для создания управляемых скачков среднего показателя преломления брэгговской решетки. Решетка формируется внутри электрооптического материала, а управляемые скачки создаются путем приложения пространственно-неоднородного внешнего электрического поля. Возможность универсального управления пространственным распределением прикладываемого к решетке внешнего электрического поля определяется конфигурацией управляющих электродов и спо-

собом их соединения с источником напряжения; при этом могут быть созданы резкие скачки электрического поля и среднего показателя преломления. Существует также возможность перестройки центральной длины волны отражения без изменения формы спектральной характеристики путем приложения однородного электрического поля.

При реализации данного метода использовался кристалл LiNbO_3 . Данный материал был выбран по нескольким причинам. Во-первых, для LiNbO_3 хорошо разработаны методы голографической записи брэгговских решеток с высокой дифракционной эффективностью [8]. Во-вторых, данный кристалл обладает хорошими электрооптическими характеристиками – он наиболее широко используется для изготовления высокочастотных электрооптических модуляторов [2]. В-третьих, хорошо отработана и широко применяется технология создания оптических волноводов на основе LiNbO_3 [8]. Все это делает возможным создание управляемых брэгговских решеток в интегрально-оптическом исполнении, что потенциально позволит снизить управляющее напряжение и повысить скорость управления.

3. Теоретическое описание

Вначале рассмотрим на качественном уровне причины изменения формы спектральной характеристики брэгговской решетки при внесении скачка среднего показателя преломления. Простейшая брэгговская решетка, состоящая из двух одинаковых секций (половин) длиной $l/2$ с разными средними показателями преломления ($n + \Delta n/2$ для одной половины и $n - \Delta n/2$ для другой), представлена на рис.1,а. Амплитуда оптического сигнала, отраженного от такой структуры, является суммой амплитуд, отраженных от каждой секции (в общем случае с учетом возможных переотражений волны, отраженной от второй секции). Подчеркнем, что вклады разных секций складываются когерентно, с учетом фазовых соотношений, и именно фазовые соотношения главным образом отвечают за изменение формы спектральной характеристики.

Спектральные зависимости однородных секций представляют собой спектральные зависимости однородных брэгговских решеток со сдвинутыми центральными длинами волн (рис.1,б). Расстояние между центральными длинами волн секций $\Delta\lambda = 2\Delta n l$. Разность фаз $\Delta\varphi$ между отраженными от разных секций сигналами также зависит от разности показателей преломления и составляет $(2\pi/\lambda_0)\Delta n l$ (рис.1,в). При разности фаз π между сигналами, отраженными от двух частей решетки с разными средними показателями преломления, возникает минимум отражения (максимум пропускания), поскольку происходит взаимная компенсация отраженных волн за счет деструктивной интерференции.

При строгом теоретическом описании спектральной характеристики брэгговской решетки с управляемыми скачками среднего показателя преломления удобно использовать формализм матриц рассеяния, базирующийся на теории связанных волн [5, 6]. Рассмотрим брэгговскую решетку со скачками среднего показателя преломления, состоящую из набора однородных секций синусоидальных решеток с разными средними показателями преломления (рис.2). Распространение света через каждую секцию описывается матричным выражением

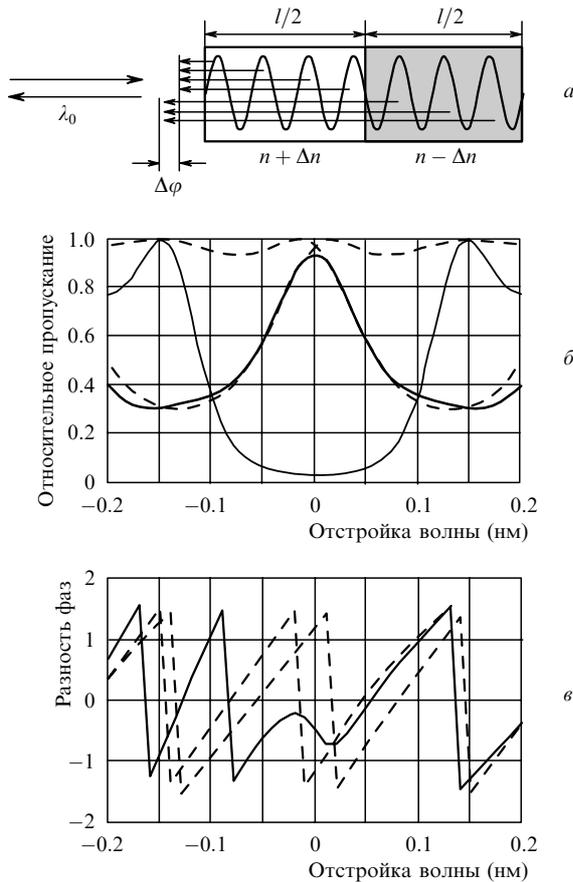


Рис. 1. Влияние скачкообразного изменения среднего показателя преломления брэгговской решетки на форму ее спектральной характеристики. Схема интерференции сигналов от двух половин решетки с разными средними показателями преломления (а) и амплитудные спектральные характеристики однородной брэгговской решетки (сплошная тонкая кривая), двух ее отдельных секций (штриховые кривые) и суммарная амплитудная спектральная характеристика брэгговской решетки со скачком среднего показателя преломления (сплошная жирная кривая) (б), а также фазовые спектральные характеристики двух отдельных секций (штриховые кривые) и суммарная фазовая спектральная характеристика брэгговской решетки со скачком среднего показателя преломления (сплошная кривая) (в).

$$\begin{pmatrix} A_{out}^i \\ B_{out}^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11}^i & S_{12}^i \\ S_{21}^i & S_{22}^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{in}^i \\ B_{in}^i \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где A и B – амплитуды падающей и отраженной световых волн (индексы in и out соответствуют амплитудам волн на входе и выходе i -й секции решетки), а элементы матрицы рассеяния S^i определяются при помощи стандартной теории связанных волн Когельника [9]:

$$\begin{aligned} S_{11}^i &= (1 - r_i^2)^{-1} [\exp(iq_i l_i) - r_i^2 \exp(-iq_i l_i)], \\ S_{22}^i &= (1 - r_i^2)^{-1} [\exp(-iq_i l_i) - r_i^2 \exp(iq_i l_i)], \\ S_{21}^i &= -S_{12}^i = (1 - r_i^2)^{-1} r_i [\exp(iq_i l_i) - \exp(-iq_i l_i)], \end{aligned} \quad (5)$$

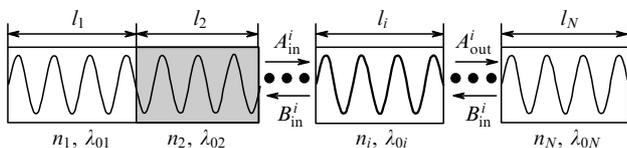


Рис. 2. Схема брэгговской решетки, состоящей из множества секций с различными средними показателями преломления.

где $q_i = \pm[(\delta\beta_i)^2 - \kappa_i^2]^{1/2}$; $r = (q_i - \delta\beta_i)/\kappa_i$; i – порядковый номер секции; l_i – длина однородной секции с заданным значением среднего показателя преломления; $\kappa_i = \pi\delta n_i \times \lambda_{0i}^{-1}$ – коэффициент взаимодействия, который определяется амплитудой решетки δn_i ; $\delta\beta_i = 2\pi(\lambda^{-1} - \lambda_{0i}^{-1})$ – коэффициент спектральной расстройки, характеризующий отклонение длины волны λ считывающего света от длины волны брэгговского отражения λ_0 , которая для каждой секции определяется периодом решетки L и значением среднего показателя преломления n_i .

Набег фазы, который приобретает отраженный и прошедший свет, зависит также от пространственного положения данной секции. Этот вклад может быть учтен путем домножения матрицы S^i слева и справа на соответствующие матрицы фазового сдвига:

$$S_\phi(x_i) S^i S_\phi^*(x_i + l) = \begin{pmatrix} \exp(i\delta\beta_i x_i) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta\beta_i x_i) \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$\times \begin{pmatrix} S_{11}^i & S_{12}^i \\ S_{21}^i & S_{22}^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[-i\delta\beta_i(x_i + l)] & 0 \\ 0 & \exp[i\delta\beta_i(x_i + l)] \end{pmatrix},$$

где x_i – координата начала рассматриваемой однородной секции. Для полноты теоретического анализа мы также учитываем отражение, возникающее на скачке среднего показателя преломления между однородными секциями:

$$S_{i,i+1} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{n_i - n_{i+1}}{n_i + n_{i+1}} \\ \frac{n_i - n_{i+1}}{n_i + n_{i+1}} & 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Однако для характерных значений изменения показателя преломления за счет электрооптического эффекта (порядка 10^{-4}) влиянием этого фактора на общую спектральную характеристику можно пренебречь.

Общая матрица рассеяния системы получается путем последовательного перемножения матриц, соответствующих каждой секции:

$$S = \prod_i S_\phi(x_i) S^i S_\phi^*(x_i + l) S_{i,i+1}. \quad (8)$$

Спектральные зависимости коэффициента отражения R и коэффициента пропускания T данной системы определяются из общей матрицы рассеяния при граничных условиях $B(\Sigma l_i) = 0$ (амплитуда отраженного сигнала на конце системы равна нулю):

$$T = \left| \frac{A_{out}}{A_{in}} \right|^2 = \left| S_{11} - \frac{S_{12} S_{21}}{S_{22}} \right|^2, \quad (9)$$

$$R = \left| \frac{B_{in}}{A_{in}} \right|^2 = \left| \frac{S_{21}}{S_{22}} \right|^2.$$

Полученные теоретические формулы описывают брэгговскую решетку, содержащую произвольное количество секций со скачками среднего показателя преломления. В частном случае решетки, состоящей из двух секций одинаковой длины ($l/2$) с различающимися средними показателями преломления ($n + \Delta n/2$ для первой половины решетки и $n - \Delta n/2$ для второй половины), форма спектральной характеристики структуры, рассчитанная

при помощи матриц рассеяния (4)–(9), хорошо согласуется с результатами качественного анализа (см рис.1). В центре спектральной полосы отражения (на центральной длине волны брэгговского отражения λ_0) возникает максимум пропускания, связанный со взаимной компенсацией световых волн, пришедших от двух разных секций с фазовым сдвигом, равным π .

4. Изготовление управляемой интегрально-оптической брэгговской решетки

Для экспериментальных исследований была разработана и изготовлена электрически управляемая брэгговская решетка в интегрально-оптическом исполнении. На первом этапе ее изготовления стандартным методом многокомпонентного легирования на подложке из LiNbO_3 был сформирован каналный оптический волновод. Термическая диффузия ионов титана обеспечивала формирование волноводного канала с повышенным показателем преломления, разность показателей преломления канала и подложки составляла ~ 0.001 . Дополнительное легирование ионами меди обеспечивало повышение фоточувствительности материала на длине волны 532 нм, что в дальнейшем использовалось для голографической записи брэгговской решетки. Для легирования ионами меди применялась также технология термической диффузии, при использовании которой концентрация меди в области оптического волновода составляла $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Изготовленный волновод имел высокое оптическое качество и уровень внутренних потерь менее 1 дБ/см. Поперечные размеры канала $4 \times 10 \text{ мкм}$ обеспечивали одномодовый режим распространения света в телекоммуникационном диапазоне длин волн (1500–1600 нм). Несимметричная конфигурация поверхностного волновода и неравенство поперечных размеров канала приводят к неодинаковым условиям распространения двух ортогональных поляризаций и к снятию вырождения между ТМ- и ТЕ-модами.

Для удобства экспериментальных исследований (увеличения частотного интервала между максимумами спектральных характеристик разных мод) мы намеренно изготовили волноводный канал, направленный под небольшим углом ($\sim 1^\circ$) к оптической оси C кристалла LiNbO_3 (рис.3), тем самым усилив анизотропию оптического волновода за счет естественного двулучепреломления, которое для данного угла составляет ~ 0.0005 . Данная конфигурация позволила независимо исследовать управление спектральными характеристиками ТМ- и ТЕ-мод. На поверхности волновода путем напыления меди была сформирована система из восьми пар управляющих электродов, позволяющая прикладывать внешнее электрическое поле с различным пространственным распределением в геометрии поперечного электрооптического эффекта. Для защиты от электрического пробоя и окисления поверхность электродов покрывалась слоем оксида кремния (SiO_2). На заключительной стадии изготовления интегрально-оптической структуры образец помещался в защитный корпус, и два одномодовых оптических световода пристыковывались к торцам оптического волновода для ввода и вывода оптического сигнала.

Брэгговская решетка внутри интегрально-оптической структуры формировалась путем голографической записи. Нами была использована симметричная схема записи

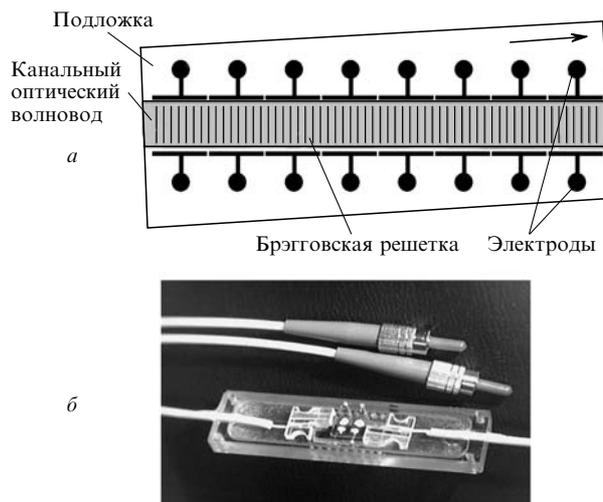


Рис.3. Схема (а) и внешний вид (б) электрически управляемой интегрально-оптической брэгговской решетки.

голографических решеток в пропускающей геометрии. Для записи использовалась вторая гармоника излучения Nd:YAG-лазера на $\lambda = 532 \text{ нм}$. Несмотря на высокую степень легирования ионами меди, время записи составляло несколько десятков минут. При столь длительном времени экспозиции особенно остро встает проблема стабильности условий записи. Для получения решеток с высокой дифракционной эффективностью нами использовалась специально разработанная система активной стабилизации записи [8], отслеживающая изменение фазы между записываемыми пучками.

Период решетки определялся углом падения записываемых пучков. При угле падения 49.5° он составлял 349.5 нм, что соответствует $\lambda_0 \approx 1554 \text{ нм}$ при геометрии считывания на отражение. Существенным моментом является то, что волновой вектор решетки должен быть направлен строго перпендикулярно поверхности постоянной фазы мод, распространяющихся по оптическому волноводу, т.е. параллельно волноводному каналу. Отклонение направления волнового вектора решетки от направления волноводного канала приводит к возникновению мод утечки и дополнительным потерям.

Высокоэффективные брэгговские решетки с коэффициентами отражения более 95 % были записаны с помощью данной методики. Для экспериментальных исследований мы использовали нефиксированные фоторефрактивные голографические решетки, что позволяло легко стирать старую решетку и записывать новую с отличающимися параметрами, а также давало дополнительную степень свободы при проведении экспериментов. В случае постоянного считывания на длинах волн телекоммуникационного диапазона (1550–1600 нм) нефиксированная решетка сохранялась в течение нескольких дней без существенного уменьшения дифракционной эффективности. При необходимости более длительного срока хранения решетка может быть зафиксирована с помощью хорошо отработанной методики термической фиксации [8].

5. Обсуждение экспериментальных результатов

В экспериментах исследовались спектральные зависимости пропускания интегрально-оптической брэггов-

ской решетки при различных пространственных распределениях внешнего электрического поля (зависимости интенсивности излучения, прошедшего через интегрально-оптическую структуру, от длины волны считывающего пучка). Для измерений использовался перестраиваемый полупроводниковый лазер PRO 800. Поляризация считывающего пучка управлялась при помощи волоконно-оптического контроллера. Были исследованы две ортогональные линейные поляризации считывающего пучка: обыкновенная, соответствующая ТМ-моду, и необыкновенная, соответствующая ТЕ-моду. Дифракционная эффективность, составившая более 95 %, и спектральная селективность FWHM (0.2 нм) были экспериментально измерены в отсутствие внешнего электрического поля для обеих собственных поляризаций считывающего света. Минимум пропускания для необыкновенной поляризации смещен на 0.3 нм в область коротких длин волн относительно минимума пропускания обыкновенной поляризации (рис.4,а), что вызвано естественным двулучепреломлением в отрицательном одноосном кристалле LiNbO_3 при наклонной ориентации оптической оси относительно волноводного канала. При приложении одно-родного внешнего электрического поля с амплитудой 10

В/мкм минимум пропускания смещается для двух разных поляризаций в противоположные стороны по шкале длин волн, причем величина смещения для необыкновенной поляризации значительно выше, чем для обыкновенной (рис.4).

Из величины смещения центральной длины волны с помощью формулы (3) были найдены эффективные электрооптические коэффициенты для обыкновенной (-3.3×10^{-12} В/см) и необыкновенной (6.9×10^{-12} В/см) поляризаций. Эти значения хорошо согласуются с оценками, сделанными по теоретическим формулам, полученным в [3] для данной ориентации кристалла. Отметим, что ввиду анизотропии электрооптического эффекта устройство имеет ярко выраженную поляризационную зависимость.

Физический механизм управления формой спектральной характеристики брэгговской решетки абсолютно одинаков для двух ортогональных поляризаций собственных мод. Нами были проведены экспериментальные исследования при обеих собственных поляризациях. Однако поскольку электрооптический эффект сильнее для необыкновенной поляризации света, то очевидно, что и электрическое управление спектральной характеристикой для данной поляризации будет более эффективным. Поэтому ниже мы приводим экспериментальные зависимости по управлению формой спектральной характеристики брэгговской решетки лишь для необыкновенной поляризации света.

На рис.5,а,б представлена экспериментальная зависимость (сплошная кривая) спектральной характеристики брэгговской решетки, состоящей из двух одинаковых секций, к которым приложено внешнее электрическое поле одинаковой амплитуды (10 В/мкм), но противоположной полярности. Как уже упоминалось, создание скачка среднего показателя преломления в центре брэгговской решетки приводит к появлению максимума пропускания, поскольку оптические сигналы, отраженные от разных секций, складываются в противофазе. Небольшая асимметрия в модифицированной спектральной характеристике связана с неравенством дифракционных эффективностей двух секций решетки. «Неодинаковость» амплитуд разных секций решетки определялась неоднородностью распределений интенсивности света в записывающих пучках при голографической записи решеток. При гауссовых записывающих пучках незначительное смещение максимума амплитуды решетки относительно центра образца обуславливает различие эффективных амплитуд для двух секций, что и наблюдалось в эксперименте.

Смена полярности прикладываемого внешнего электрического поля приводит к зеркальному отражению модифицированной спектральной характеристики относительно центральной длины волны, что также подтверждает предположение о неравенстве эффективных амплитуд двух секций, которое составляет приблизительно 20 %. На том же рисунке штриховыми кривыми представлены теоретические зависимости, рассчитанные по формулам (4)–(9) для экспериментально определенного эффективного электрооптического коэффициента (6.9×10^{-12} В/см), где эффективные амплитуды решетки двух секций использовались в качестве подгоночных параметров. Хорошее согласие теоретических зависимостей с результатами эксперимента наблюдается для обеих полярностей прикладываемого неоднородного электрического поля.

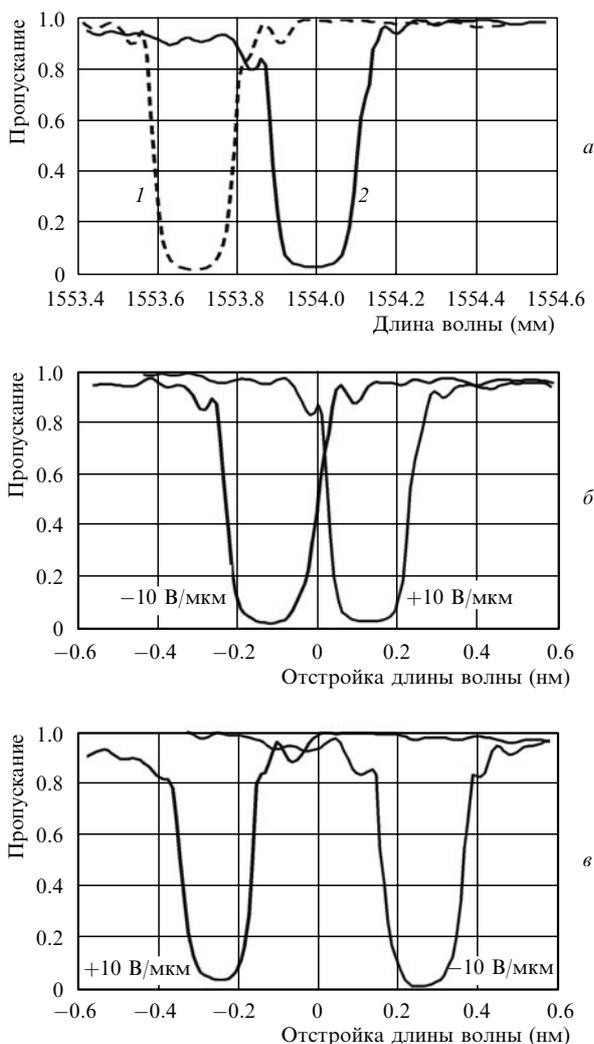


Рис.4. Спектральная характеристика интегрально-оптической брэгговской решетки при нулевом электрическом поле для ТЕ- (1) и ТМ- (2) мод (а), а также электрическая перестройка центральной длины волны для обыкновенной (б) и необыкновенной (в) поляризаций.

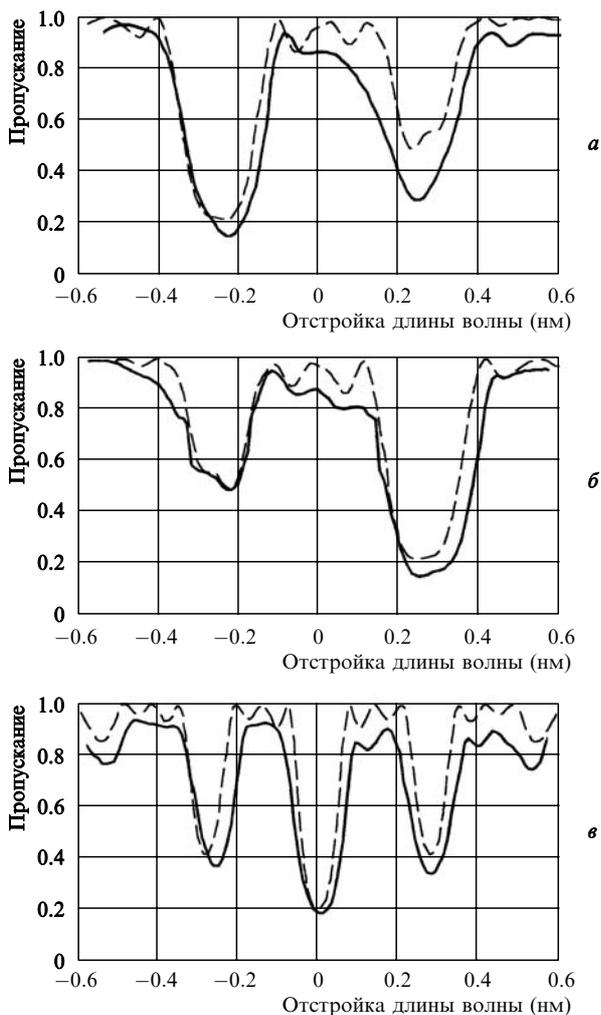


Рис.5. Электрическое управление формой спектральной характеристики брэгговской решетки, состоящей из двух одинаковых секций, в случае, когда электрическое поле с амплитудой $+10$ В/мкм приложено к ее левой половине, а -10 В/мкм – к правой (а), и наоборот (б), а также когда внешнее электрическое поле с амплитудой 10 В/мкм приложено к восьми парам электродов с поочередно изменяющейся полярностью (в); сплошные кривые – эксперимент, штриховые кривые – теоретические зависимости.

В последнем эксперименте в брэгговской решетке была создана периодическая неоднородность среднего показателя преломления. Внешнее электрическое поле с амплитудой 10 В/мкм и противоположной полярностью прилагалось попеременно к каждой из восьми пар электродов. Таким образом, пространственное распределение электрического поля внутри образца имело вид меандра. Такое распределение электрического поля создавало периодическое пространственное распределение среднего показателя преломления. При этом наблюдались следующие изменения формы спектральной характеристики (рис.5,в). Пропускание на центральной длине волны увеличивалось с 5% (рис.4,а, кривая 1) до 20% (рис.5,в) и появлялись два ярко выраженных боковых лепестка (дополнительные минимумы пропускания). Центральные длины волн боковых лепестков (рис.5,в) соответствовали смещению центральной длины волны брэгговской решетки при приложении однородного электрического поля с амплитудой 10 В/мкм (рис.4,б). Теоретические кривые, представленные на рис.5, были рассчитаны для параметров решетки, определенных в предыдущих экспе-

риментах. Наблюдается хорошее согласие теоретических зависимостей и экспериментальных данных.

6. Заключение

Предложен новый метод управления спектральной характеристикой отражения брэгговских решеток, основанный на введении электрически управляемых скачков среднего показателя преломления отдельных секций решетки. Разработана детальная теория, описывающая форму спектральных характеристик брэгговских решеток со сложной ступенчатой структурой пространственного распределения среднего показателя преломления. Разработан и изготовлен макет интегрально-оптического устройства на основе канального волновода в кристалле LiNbO_3 и голографической брэгговской решетки. Дифракционная эффективность свыше 95% и спектральная селективность 0.2 нм были получены для однородной брэгговской решетки в интегрально-оптическом исполнении. Экспериментально продемонстрировано оперативное электрическое управление формой спектральной характеристики голографической брэгговской решетки в канальном оптическом волноводе на кристалле LiNbO_3 и получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Приложение однородного внешнего электрического поля должно приводить к смещению центральной длины волны отражения без изменения формы спектральной характеристики. В реальных экспериментах наблюдается незначительное изменение ее формы, обусловленное возникновением неоднородностей электрического поля на краях дискретных электродов, а также небольшим смещением середины голографической решетки относительно средней точки системы электродов. Экспериментально продемонстрирована непрерывная перестройка центральной длины волны в диапазоне ± 0.3 нм для области телекоммуникационных длин волн ($1500 - 1600$ нм). Высокая скорость и точность перестройки даже в таком относительно узком спектральном диапазоне может быть весьма интересна для захвата и стабилизации длины волны лазеров.

Наиболее радикальные изменения формы спектральной характеристики интегрально-оптической брэгговской решетки наблюдаются тогда, когда к двум половинам решетки прикладывается поле, обеспечивающее деструктивную интерференцию отраженных от них оптических сигналов. При этом возникает максимум пропускания на центральной длине волны отражения однородной брэгговской решетки. Данный режим управления представляет интерес для тех областей применения, в которых необходима спектральная выборка и контроль большого числа дискретных спектральных каналов в широком диапазоне длин волн. Например, в системах оптических телекоммуникаций со спектральным уплотнением. Для этих применений несколько интегрально-оптических брэгговских решеток с разными центральными длинами волн отражения могут быть сформированы на одной подложке. Коэффициент отражения от каждой решетки может контролироваться путем независимого приложения соответствующего неоднородного электрического поля к каждой отдельной решетке. Набор таких решеток может использоваться для построения управляемых спектральных мультиплексоров, селективных оптических аттенуаторов и модуляторов, осуществляющих

модуляцию только на заданных длинах волн света, для создания эквалайзеров оптической мощности и в качестве переключателя длин волн в резонаторах перестраиваемых лазеров.

Таким образом, высокие технические параметры, а также интегрально-оптическое исполнение делают разработанный метод управления спектральными характеристиками брэгговских решеток весьма перспективным для широкого круга практических применений.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Фонд содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (программа «Старт», проект № 4720), Министерство науки и технологии РФ (программа «ПОРОГ»), Совет по грантам Президента РФ для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ (гранты НШ-98.2003.2 и МК-1520.2004.9). Работа А.В.Шамрая была частично профинансирована из средств гранта ИНТАС для молодых кандидатов наук (Grant № 04-83-3429).

1. Madsen C.K., Zhao J.H. *Optical Filter Design and Analysis: a Signal Processing Approach* (New York: Wiley Interscience Publication, 1999).
2. *Optical Fiber Telecommunications IVA: Components*. Ed. by Ivan P.Kaminow, Tingye Li (San Diego: Academic Press, 2002).
3. Chamrai A.V., Petrov M.P., Petrov V.M. *Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices* (OSA TOPS, 1999, v. 27, p. 515).
4. Petrov M.P., Petrov V.M., Chamrai A.V., Denz C., Tschudi T. *Proc. 27th Europ. Conf. Opt. Commun. ECOC'01* (Amsterdam, 2001, Th.F.3.4, p. 628).
5. Agrawal G.P., Radic S. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **6**, 995 (1994).
6. Rodriguez M.A., Malcuit M.S., Batler J. *Opt. Commun.*, **177**, 251 (2000).
7. Петров В.М., Лихтенберг С., Шамрай А.В. *ЖТФ*, **74** (12), 56 (2004).
8. Hukriede J., Kip D., Kratzig E. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 484 (2000).
9. Петров В.М., Шамрай А.В., Козлов А.С., Ильичев И.В. *Письма в ЖТФ*, **30** (3), 75 (2004).
10. Kogelnik H. *Bell. Syst. Techn. J.*, **48**, 2909 (1969).