

Определение параметров голографического слоя по его спектральным характеристикам

А.А.Крайский, А.В.Крайский

Обсуждены методы оценки основных параметров голографических сенсоров (глубина модуляции показателя преломления и толщина голограммы) по спектрам пропускания в отсутствие поглощения и светорассеяния. Рассмотрение проведено в случае параллельных поверхности голографического слоев, излучение на которые падает вдоль нормали к границе. С помощью прямого расчета задачи распространения излучения в периодической непоглощающей среде исследованы спектры отражения и пропускания голографического слоя в широких диапазонах изменения его толщины, а также глубины модуляции показателя преломления и предложена классификация режимов отражения от голограммы слоя – от слабого отражения до режима фотонного кристалла. Проведено сравнение с результатами, полученными методом двух связанных волн, и выявлены ограничения этого метода при значительной спектральной отстройке от резонанса и при сильном отражении. Показана возможность оценки основных параметров голограммы из экспериментального спектра пропускания фазовой голограммы при заметном отражении по параметрам провала в этом спектре.

Ключевые слова: голографические сенсоры, распространение света, периодическая среда, определение параметров голограммы, связанные волны.

1. Голографические сенсоры [1,2] являются новым классом диагностических устройств и представляют собой голограмму Денисюка, т.е. слоистую периодическую структуру, в которой оптические свойства изменяются периодически. Период такой структуры для определенности будем называть толщиной интерференционного слоя. Он составляет в наших условиях примерно половину длины волны в среде. Толщину всей периодической структуры будем называть толщиной голографического слоя, или толщиной голограммы. При определенных условиях [2] в голографических слоях происходят неравномерные сжатия или растяжения среды, составляющей слой, и среда становится аperiodической, т.е. в ней происходят плавные по пространству изменения толщины интерференционных слоев и/или величины показателя преломления.

Спектр отражения такой голограммы – узкий. В результате взаимодействия тестируемого вещества со специально встроенными в матрицу веществами степень набухания матрицы изменяется, что приводит к изменению длины волны отраженного света, которое характеризует содержание тестируемого компонента. Для чисто фазовой голограммы со строго периодическими слоями при слабом отражении ширина спектра отраженного излучения обратно пропорциональна толщине голографического слоя. При значительном отражении зависимости будут сложнее, что мы обсудим ниже. Ясно, что для правильного использования сенсоров надо уметь определять параметры слоя, и прежде всего – глубину модуляции показателя преломления и толщину слоя.

А.А.Крайский, А.В.Крайский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kraiskii@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 26 июня 2012 г., после доработки – 25 февраля 2014 г.

Наиболее часто применяются голографические слои на основе галогенидов серебра. Мы будем рассматривать отбеленные голограммы на основе нанозерен прозрачных соединений серебра, в которых потери на поглощение и светорассеяние пренебрежимо малы. Для того чтобы правильно использовать голографические слои сенсоров, необходимо знать, какие параметры слоя и как влияют на спектр отраженного излучения.

Распространение волн различной природы в периодических структурах подробно изучалось в течение многих лет [3,4] и продолжает быть предметом исследований в настоящее время. Для его описания можно использовать методы компьютерного моделирования, однако при решении практических задач часто по ряду причин применяют различные приближенные методы. В случае одномерных оптических задач основные принципы построения решений для сред с синусоидальными изменениями оптических констант описаны в [5–8] (из работ последнего времени см., напр., [9]). Тем не менее при решении практических задач все равно приходится пользоваться вычислениями на компьютерах.

Ситуация осложняется тем, что зачастую структура становится аperiodической. Основы расчетов многослойных аperiodических структур со ступенчатым профилем рассмотрены, например, в [10]. Для расчетов таких структур (периодические и аperiodические покрытия, зеркала) в оптическом и рентгеновском диапазонах широко применяется матричный метод [10, 11].

В случае строго периодических слоев с синусоидально изменяющимся профилем используется метод связанных волн [5–7], с помощью которого нетрудно получить спектры пропускания и отражения в широком диапазоне дифракционных эффективностей и распределение поля по глубине слоя. Наиболее просто рассматривать распространение излучения в средах с малым коэффициентом отражения, однако в общем случае выражения сложны и требуют при анализе численного счета.

Следует отметить, что в голографии вопросы распространения света в случае голограмм Денисюка широко обсуждались с начала 1960-х гг., но в основном исследователей интересовали вопросы, связанные с поведением коэффициента отражения в зависимости от параметров голограммы (см., напр. [8]).

В голографических сенсорах измеряемым параметром является положение максимума полосы отражения. Кроме этого параметра никакие другие оптические свойства голографических сенсоров в литературе до нашей работы [2] не обсуждались. В этой работе мы выявили две проблемы. Во-первых, резкое, почти на порядок, изменение коэффициента отражения при изменении кислотности тестируемого раствора, сопровождающееся существенным изменением центральной длины волны отраженного излучения и связанное со структурной перестройкой слоя и с изменением содержания ионов в растворе. При этом коэффициент отражения изменяется от слабого (~ 0.1) до очень сильного (~ 1). Во-вторых, изменение спектральной формы полосы отражения (т. е. ее уширение) и, при определенных условиях, значительные нарушения ее симметрии и появление на ней каких-либо субструктур. В частности, в переходных процессах при значительных изменениях набухания, видимых по перемещению полосы отражения по спектру, во многих случаях вначале наблюдается существенное уширение линии и появление структурированности полосы, которая затем перемещается по спектру при небольших изменениях своей структуры [2, 12]. Поскольку изменения формы не всегда связаны с изменением интегрального отражения, то ясно, что матрица голографического слоя набухает по глубине неоднородно.

В конечном стационарном состоянии полоса во многих случаях сужается до исходного состояния; точнее, восстанавливается отношение длины волны в максимуме отражения к ширине его полосы (это отношение можно связать с числом эффективно отражающих слоев). Однако это происходит не всегда, что, скорее всего, свидетельствует о нарушениях периодичности.

В процессе измерения обычно возникает естественное стремление повысить коэффициент отражения. При достаточно сильном отражении излучение будет быстро затухать в глубь голограммы, что приведет к уменьшению числа эффективно работающих слоев (число последних далее будем называть эффективным числом слоев). Геометрический размер, связанный с эффективным числом слоев, будем называть эффективной толщиной слоя. В результате увеличится спектральная ширина полосы отраженного излучения и, следовательно, понизится точность измерения содержания тестируемого компонента. Поэтому необходимо выбрать такие рабочие условия, чтобы во всем рабочем диапазоне не происходило увеличение отражения выше предельно допустимого значения.

Уширение вследствие возникающей аперийности слоя также может понизить точность измерения. Следует отметить, что исследование кинетики откликов сенсоров может способствовать пониманию процессов, происходящих в слое. В случае успешного решения этой задачи можно получать феноменологическую информацию не только о количестве того или иного вещества, но и об оптических характеристиках раствора внутри матрицы, что может расширить класс решаемых с помощью сенсоров задач.

Следовательно, возникает проблема оптимизации режима работы голографического слоя. При этом необхо-

дим адекватный расчет оптических параметров системы, прежде всего характеристик отражения и пропускания, в том числе формы полосы отраженного излучения, и определение степени ослабления излучения, прошедшего через слой. При рассмотрении распространения волн в среде с гармонической пространственной зависимостью диэлектрической проницаемости можно воспользоваться методом связанных волн [5–7] вне зависимости от величины отражения. В случае присутствия в пространственной зависимости диэлектрической проницаемости нескольких гармоник (при несинусоидальном профиле диэлектрической проницаемости) метод связанных волн также применим, однако при этом возникают более сложные выражения. Следует отметить, что, кроме неоднородности толщины слоев по глубине, может иметь место и пространственная неоднородность глубины модуляции показателя преломления. Решение для таких сред в литературе в общем виде, насколько нам известно, не рассматривалось.

В упомянутых выше работах в основном решается прямая задача, т. е. при заданных параметрах слоя определяются спектры его пропускания и отражения. Исключение, как правило, составляют лишь работы, связанные с многослойными покрытиями, где под заданный, достаточно широкополосный спектр подбирается рецепт покрытия, т. е. материалы, последовательность и толщины слоев [11, 13, 14]. У этой задачи своя специфика, поскольку там, в основном, рассматривается ступенчатый профиль одного слоя, и к ней применим простой матричный метод. В последнее время исследуются и неидеальные ступенчатые покрытия с некоторым переходным слоем между соседними слоями [14].

Задача, обсуждавшаяся выше, достаточно универсальна. В ней имеется большой набор свободных параметров и некоторые критерии соответствия, которым в пространстве подгоночных параметров сопоставляется функционал рассогласования, зависящий и от вида спектра. Структура этого многопараметрического функционала может быть сложной, с большим числом локальных минимумов («ловушек»). Обычно ставится задача поиска глобального минимума, однако в ряде случаев число минимумов, близких к глобальному, может быть больше единицы.

Для сенсоров, применяемых в аналитических целях, требуется решить специфическую обратную задачу. Здесь речь идет не о подгонке параметров слоев под произвольный спектр, а лишь об оценке параметров периодической, ограниченной по глубине среды (толщина слоя, глубина модуляции показателя преломления и расстояния между соседними слоями) по ее спектру. При этом структура функции рассогласования в пространстве подгоночных параметров может иметь совсем другой характер. В настоящей работе мы ограничимся очень простой подгоночной задачей – рассмотрением строго периодической среды и подгонкой основных параметров брэгговского провала (положение максимума, его ширина и относительная амплитуда) вариацией основных параметров голограммы (относительная глубина модуляции показателя преломления и толщина голографического слоя). Мы также будем рассматривать одномерную задачу, в которой периодические слои параллельны границам голографического слоя и волновой вектор падающей волны направлен по нормали к слоям.

Основные задачи на настоящем этапе наших исследований – контроль режима работы сенсора и определение

параметров среды при любых возможных режимах работы голографического слоя, в том числе и при аperiodических слоях и неоднородной по глубине модуляции показателя преломления. Основная цель настоящей работы – оценка параметров голографического непоглощающего слоя (толщина слоя и глубина модуляции показателя преломления) по экспериментально измеренному спектру с помощью компьютерной модели распространения плоской волны в строго периодическом слое конечной толщины.

2. Рассмотрим разные режимы работы голографического слоя. Как хорошо известно [5–7], для строго периодической синусоидальной среды имеются три параметра, полностью определяющих режим распространения поля и формирования спектра отраженного излучения: период структуры, толщина слоя H и глубина модуляции показателя преломления Δn . По ширине полосы отражения при малом отражении (критерии малости будут рассмотрены ниже) для строго периодического слоя нетрудно определить число интерференционных слоев, т. е. толщину голограммы. Глубину модуляции показателя преломления при этом можно найти по величине максимума (амплитуде) спектральной полосы отраженного света, но при этом надо решить проблему калибровки коэффициента отражения. Можно, однако, пойти другим путем.

В спектре пропускания будет наблюдаться провал (рис.1), параметры которого (положение брэгговского минимума, глубина и ширина) связаны с параметрами спектральной полосы отраженного излучения. Таким образом, стоящую перед нами задачу можно сформулировать следующим образом: требуется определить параметры голограммы по спектральным параметрам ее пропускания, т. е. по резонансной длине волны, глубине провала в спектре пропускания и его ширине.

Вначале решим прямую задачу – рассчитаем спектры отражения и пропускания слоя с заданными толщиной H и глубиной модуляции показателя преломления Δn . Проанализируем полученные для набора толщин и амплитуд модуляции зависимости спектральных параметров A (относительная глубина провала) и $\Delta\lambda$ (ширина на половине высоты) от H и Δn .

После этого мы сможем перейти к основной задаче – оценке параметров слоя по спектральным параметрам. Это сделаем методом подгонки: будем решать прямую задачу с некоторыми H и Δn и получать в результате спектр

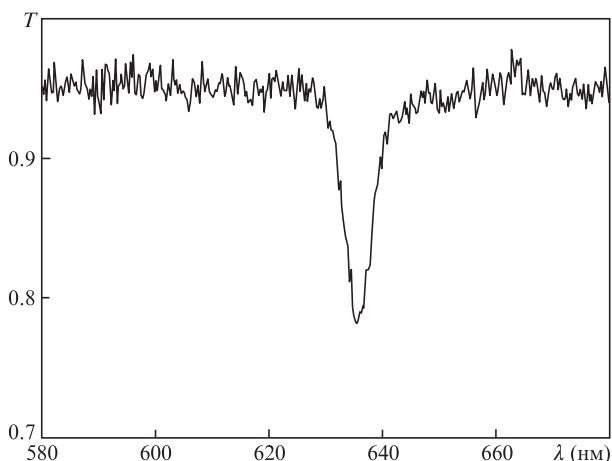


Рис.1. Экспериментальный спектр пропускания для фазовой голограммы.

пропускания с глубиной провала A и шириной $\Delta\lambda$. Затем будем подбирать H и Δn так, чтобы параметры A и $\Delta\lambda$ рассчитанного и экспериментального спектров совпали.

3. Распространение света в периодических структурах с известными параметрами подробно исследовано методом связанных волн с учетом двух волн [5–7]. При этом коэффициенты пропускания и отражения можно получить из системы аналитических выражений. Однако это приближение подходит только для центрального максимума. На рис.2,а приведены результаты, полученные нами на основании изложенных в [5–7] подходов, и результаты прямого расчета, который рассматривается ниже. В масштабе рисунка кривые, полученные обоими методами, совпадают, однако при большем увеличении (рис.2,б) наблюдается асимметрия амплитуд боковых максимумов, которая при использовании метода связанных волн [5–7] выражена сильнее, чем при прямом расчете. Хорошо видны также различия в положениях боковых максимумов и минимумов. При увеличении отстройки длины волны падающего излучения от брэгговских условий различие в результатах, полученных методом связанных волн (по Когельнику [5]) и прямым расчетом, увеличивается. Это различие растет с увеличением глубины модуляции диэлектрической проницаемости.

4. Рассмотрим случай малой модуляции показателя преломления и, следовательно, слабого отражения. Разделим голографический слой толщиной H на бесконечно тонкие слои толщиной dx с несколько различающимися показателями преломления $n(x)$. Пусть у нас есть два таких слоя с показателями преломления n и $n + dn$. Тогда электрическое поле отраженной от этой границы волны (см. [4])

$$dE = -\frac{dn}{2n(x)} E_0(x). \quad (1)$$

Пренебрежем вследствие их малости многократными отражениями излучения внутри слоя и изменением показателя преломления в знаменателе; тогда отраженная голограммой волна будет определяться суммой волн (1) с соответствующей фазовой задержкой. Поле описывается выражением

$$E = \frac{E_0}{2n_0} \int_0^H \exp(2i\varphi) \left(-\frac{dn}{dx}\right) dx. \quad (2)$$

Показатель преломления задается формулой

$$n(x) = n_0 + \Delta n \cos\left(2\pi \frac{x}{\Lambda} + \varphi_0\right), \quad (3)$$

где n_0 – среднее значение показателя преломления; x – координата, направленная в глубину слоя; Λ – период модуляции показателя преломления; фаза φ_0 определяет положение синусоиды по отношению к голографическому слою и задается при экспозиции фотоэмульсии. В (2) фаза поля

$$\varphi = \int n(x) k dx, \quad (4)$$

где k – волновое число падающего излучения в вакууме. Поскольку выполняется соотношение

$$\left| \Delta n \frac{\Lambda}{\lambda} \left[\sin\left(2\pi \frac{x}{\Lambda} + \varphi_0\right) - \sin \varphi_0 \right] \right| \ll 1 \quad (5)$$

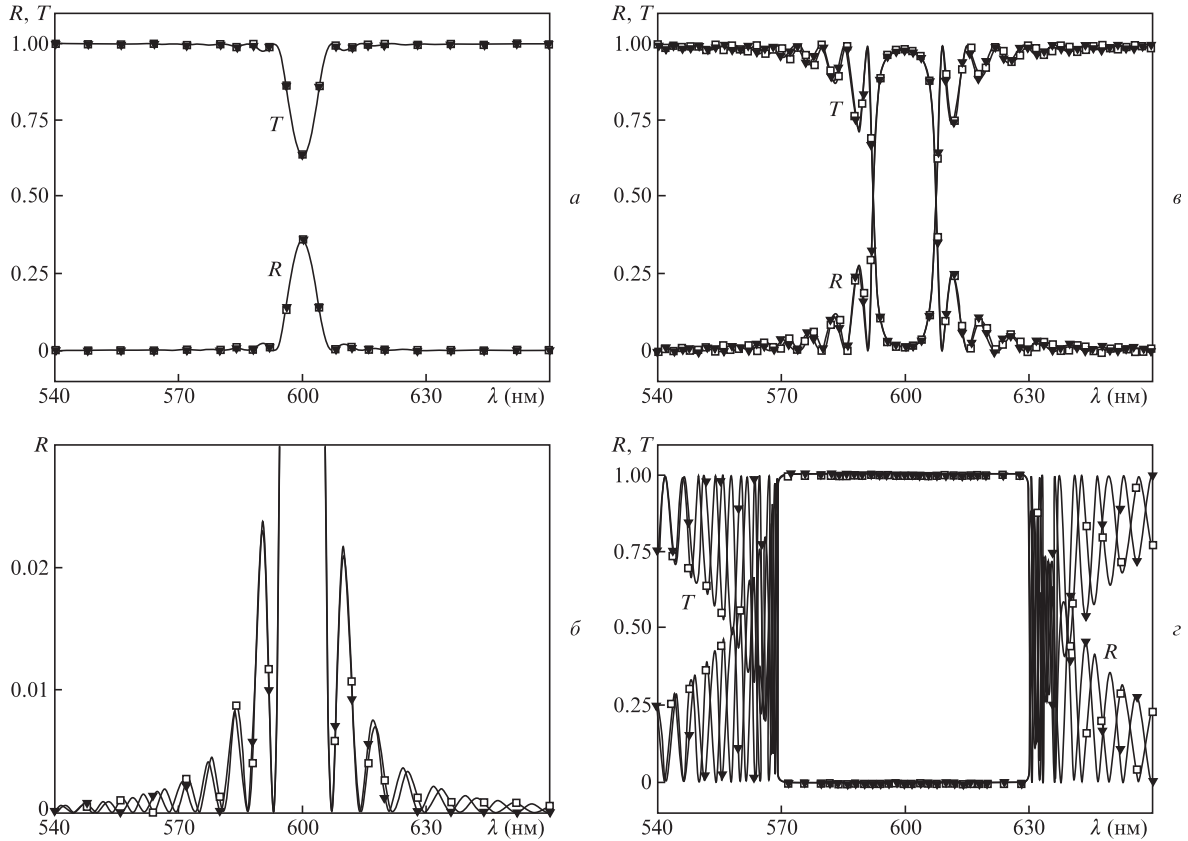


Рис.2. Спектры отражения и пропускания при численном расчете (темные точки) и расчете по методу связанных волн (светлые точки) в случае небольшого отражения (а, б), при сильном отражении в режиме формирования фотонного кристалла (в) и при очень сильном отражении в режиме фотонного кристалла (г).

($\lambda/n_0 \sim 2\Lambda$; $\Delta n \ll 1$; λ – длина волны падающего излучения в вакууме), то интеграл в (4) от переменной части показателя преломления мал, и

$$\varphi \approx n_0 k x. \quad (6)$$

Обычный подход состоит в интегрировании (2) с учетом (6) в пренебрежении малыми величинами первого порядка. В итоге

$$E = -E_0 \frac{\pi \Delta n}{2in_0} \frac{H}{\Lambda} \exp[i(n_0 k - k_0/2)H + i\varphi_0] \frac{\sin[(n_0 k - k_0/2)H]}{(n_0 k - k_0/2)H}, \quad (7)$$

$$I = I_0 \left\{ \frac{\pi \Delta n}{2n_0} \frac{H}{\Lambda} \frac{\sin[(n_0 k - k_0/2)H]}{(n_0 k - k_0/2)H} \right\}^2,$$

где $k_0 = 2\pi/\Lambda$. Интенсивность максимума

$$I_{\max} = I_0 \left(\pi \frac{\Delta n}{2n_0} \frac{H}{\Lambda} \right)^2. \quad (8)$$

Заметим, что ширина полосы на половине высоты

$$\Delta\lambda = 0.886 \frac{\lambda^2}{2n_0 H} = 0.886 \frac{\lambda}{N}, \quad (9)$$

где N – число интерференционных слоев.

Функция (7) проста по форме и удобна для применения, симметрична относительно k_0 (соответствующего центральной длине волны в спектре отраженного излучения) в пространстве волновых чисел, но не имеет доста-

точно высокой точности. Однако для многих задач, особенно оценочного характера, она вполне пригодна. Понятия эффективных толщины и числа слоев возникают из (9), когда мы при известных n_0 , λ и $\Delta\lambda$ чисто формально определяем $H_{\text{эфф}}$ и $N_{\text{эфф}}$, которые и называем эффективными толщиной и числом слоев соответственно. Более точное выражение с учетом отброшенных при выводе (7) малых величин имеет следующий вид:

$$E \approx -B \left\{ A \frac{2n_0}{2n_0 + \Delta n \cos \varphi_0} + \frac{i \exp[-i(n_0 k - k_0/2)H - i\varphi_0]}{(k_0/2)H} \cos \varphi_0 \right\}, \quad (10)$$

где

$$B = E_0 \frac{\pi \Delta n}{2in_0} \frac{H}{\Lambda} \exp[i(n_0 k - k_0/2)H + i\varphi_0]; \quad (11a)$$

$$A = \left\{ \left[\frac{\sin[(n_0 k - k_0/2)H]}{(n_0 k - k_0/2)H} - \exp[i(k_0 H - 2\varphi_0)] \times \frac{\sin[(n_0 k + k_0/2)H]}{(n_0 k + k_0/2)H} - \frac{i \cos \varphi_1}{(k_0/2)H} \times \exp[i(n_0 k + k_0/2)H - i\varphi_0] \right] \right\}; \quad (11b)$$

φ_1 – фаза переменной части показателя преломления на выходной плоскости. В (10) учитываются обычно отбрасываемые величины первого порядка малости: слагаемое

с $n_0k + k_0$, также связанное с отражением от периодической структуры (второе слагаемое в (11б)), учитывает отражение от границ (третье слагаемое в (11б) – от выходной плоскости и второе слагаемое в (10) – от входной). Все эти три члена могут давать вклад в асимметрию спектра. Множитель после A в (10) описывает ослабление отраженного излучения, идущего из объема голограммы, на входной плоскости. В дальнейших расчетах, проведенных в рамках настоящей работы, полагалось, что среднее значение показателя преломления слоя совпадает с показателем преломления внешней среды. В случаях, когда на границах нет скачка показателя преломления, третий член в выражении (11б) и второе слагаемое в скобках в (10) обращаются в нуль, и вся асимметрия определяется вторым членом в выражении (11б).

5. Для решения задачи в общем случае используем прямой численный расчет задачи распространения волн. Мы рассматриваем нормальное падение света на голограмму (в эксперименте волна падает под небольшим углом, которым мы пренебрегаем). В этом приближении вектор электрического поля будет перпендикулярен волновому вектору периодической структуры, и поле будет удовлетворять уравнению

$$\frac{d^2 u(x)}{dx^2} - k^2 \varepsilon(x) u(x) = 0, \quad (12)$$

где $k = \omega/c$.

Чаще всего рассматривается гармоническая модуляция диэлектрической проницаемости. Обобщение на случай негармонической модуляции не представляет труда. Поле в области распространения падающего на голограмму излучения (область 1) представлено падающей ($E_f = E \exp(ikz)$) и отраженной ($E_r = E_1 \exp(-ikz)$) волнами. В области 3 поле представлено прошедшей волной $E_{tr} = E_3 \exp(ikz)$. Область модуляции диэлектрической проницаемости (область 2) разбита на интервалы M точками (введена сетка). Поле в этой области в точке M бралось в виде

$$\begin{aligned} {}_M E_2 &= C \quad (C = E_3 \text{ неизвестно}), \\ {}_M E'_2 &= ikC. \end{aligned} \quad (13)$$

Эти уравнения получены из условия непрерывности поля и его производной. Затем методом Рунге–Кутты 4-го порядка из уравнения (12) находились значения поля во всех $M-1$ точках сетки (точнее, находилось ${}_i \tilde{E}_2$ – отношение поля ${}_i E_2$ к неизвестной константе C , поскольку в силу линейности (12) поле ${}_i E_2$ в каждой точке области 2 пропорционально этой константе).

Далее поле сшивалось на границе между областями 1 и 2:

$$E + E_1 = {}_1 \tilde{E}_2 C, \quad ikE - ikE_1 = {}_1 \tilde{E}'_2 C. \quad (14)$$

В этих уравнениях амплитуда E поля падающей волны известна, а амплитуда ${}_1 \tilde{E}_2$ (${}_1 \tilde{E}_2 = {}_1 E_2 / C$) найдена при численном счете. Из уравнений (14) находим амплитуды прошедшей ($E_3 (= C)$) и отраженной (E_1) волн. Также по формуле ${}_i E_2 = {}_i \tilde{E}_2 * C$ находим поле в области голограммы.

6. Перейдем к классификации режимов работы сенсоров в зависимости от параметров спектра отражения. При

слабом отражении (определим его как режим, в котором отношение максимума в спектре отражения к интенсивности падающего излучения меньше 0.1) форма этого спектра практически совпадает с функцией $\sin x/x$ (см. рис.3).

С усилением отражения падающего излучения от 0.1 до 0.4 форма спектра начинает изменяться: вершина пика отражения немного уплощается, но все еще неплохо аппроксимируется функцией $\sin x/x$. Толщина H_{eff} близка к толщине голографического слоя H . Этот режим мы будем называть режимом среднего отражения.

Режим сильного отражения реализуется при отражении от 0.4 до 0.865. В этом режиме вершина пика отражения уплощается (появляется провал на спектральной зависимости второй производной), H_{eff} становится заметно меньше толщины слоя, тогда как глубина проникновения поля в голографический слой становится сравнимой с его толщиной.

При дальнейшем увеличении отражения глубина проникновения поля в слой составляет от 1 до 0.2 толщины голографического слоя.

О режимах с меньшими глубинами проникновения можно говорить как о режимах фотонного кристалла. Например, для образца толщиной $H = 20$ мкм при $\Delta n/n_0 = 0.002$ (рис.3,а) реализуется режим слабого отражения, при $\Delta n/n_0 = 0.005$ – режим среднего отражения (рис.3,б), при $\Delta n/n_0 = 0.01$ – режим сильного отражения (рис.3,в), при $\Delta n/n_0 = 0.02$ – режим фотонного кристалла (рис.3,г), а при $\Delta n/n_0 = 0.1$ (рис.3,д) образуются развитые запрещенные зоны, и можно говорить о сформировавшемся фотонном кристалле.

На рис.4 приведены зависимости относительной глубины провала A от глубины модуляции показателя преломления Δn и толщины голографического слоя H . При малых модуляциях и толщинах относительная глубина провала A ведет себя в соответствии с формулой (8) как H^2 (рис.4,а) и $(\Delta n)^2$ (рис.4,б). Затем происходит выход на насыщение к уровню $A = 1$.

Зависимости ширины минимума брэгговского пропускания $\Delta \lambda$ от тех же параметров представлены на рис.5. При малых H эта зависимость ведет себя как H^{-1} (что и дает формула (9)). С увеличением H отражение становится значительным, эффективная толщина H_{eff} становится меньше полной толщины H , а так как $\Delta \lambda \sim H_{\text{eff}}^{-1}$, то происходит отклонение от зависимости H^{-1} (рис.5,а). С изменением Δn ширина $\Delta \lambda$ сначала постоянна, а затем выходит на линейную зависимость от Δn (рис.5,б). Это объясняется тем, что с увеличением амплитуды модуляции Δn увеличивается отражение, а при сильном отражении формирование отраженной волны происходит на меньшей глубине H_{eff} .

Таким образом, зависимости относительной глубины провала A в спектре и ширины минимума брэгговского пропускания $\Delta \lambda$ от параметров голограммы являются монотонными, что позволяет строить алгоритм поиска параметров голограммы по параметрам спектра, т.е. решать обратную задачу.

7. На рис.6 приведен экспериментальный спектр отбеленной голограммы. Показатель преломления раствора $n = 1.33$. Параметры провала определялись при подгонке функцией, равной сумме функции Гаусса и постоянного фона, и составили: $\Delta \lambda_{\text{exp}} = 6.16$ нм, $\lambda_{\text{exp}} = 635.85$ нм, $A_{\text{exp}} = 0.16$. Сперва определялось значение λ_{exp} и затем осуществлялся подбор двух оставшихся параметров. При этом использовался рассчитанный заранее набор глубин

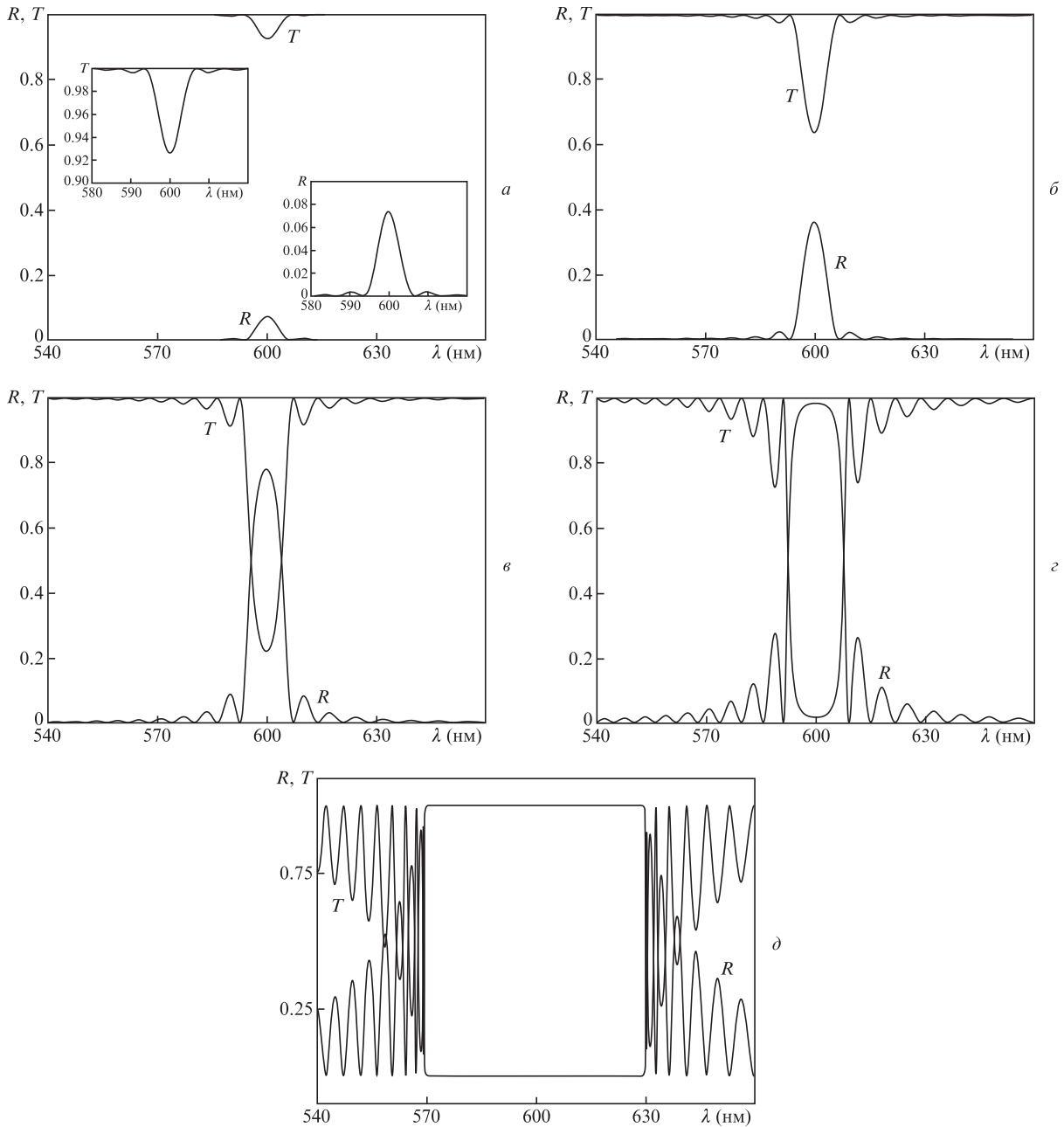


Рис.3. Спектры отражения и пропускания при слабом (а), среднем (б) и сильном (в) отражениях от голограммы, а также в режиме формирования фотонного кристалла (з) и в режиме фотонного кристалла (д).

провала A и ширины $\Delta\lambda$ в некоторой области значений толщины голограммы H и амплитуды модуляции показателя преломления Δn . Для H и Δn решалась прямая задача распространения света в среде и рассчитывался спектр прошедшего излучения, для которого определялись параметры провала. В случае недопустимого рассогласования глубины провала A и ширины $\Delta\lambda$ с их экспериментально полученными значениями проводилась вариация H и Δn с целью минимизации функции

$$\Psi = \left(\frac{\Delta\lambda - \Delta\lambda_{\text{exp}}}{\Delta\lambda_{\text{exp}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A - \Delta A_{\text{exp}}}{\Delta A_{\text{exp}}} \right)^2. \quad (15)$$

В результате работы программы при варьировании H и Δn мы получали спектр с глубиной провала A и шириной $\Delta\lambda$, максимально близкими к соответствующим параметрам экспериментального спектра. Их значения для

спектра рис.6 составляют: $\Delta n = 0.0039$, $H = 22.8$ мкм. Если воспользоваться выражением (9), то для того же спектра ($N_{\text{eff}} = 0.886\lambda/\Delta\lambda = 91.4$) эффективная толщина $H_{\text{eff}} = \lambda N_{\text{eff}}/(2n) = 21.86$ мкм. Таким образом, толщина, определенная подгонкой спектра, превышает эффективную толщину на 4.3%.

Для спектра с меньшей глубиной провала ($A_{\text{exp}} = 0.062$, отражение менее 10%) и его значительной спектральной шириной в спектре пропускания ($\Delta\lambda_{\text{exp}} = 17.03$ нм) при положении минимума брэгговского провала $\lambda_{\text{exp}} = 665.04$ нм параметры голографического слоя таковы: $\Delta n = 0.0077$, $H = 8.97$ мкм, $N_{\text{eff}} = 0.886\lambda/\Delta\lambda = 34.6$, $H_{\text{eff}} = \lambda N_{\text{eff}}/(2n) = 8.65$ мкм. Это согласуется с тем, что толщина, определенная по спектру, немного (на 3.5%) превышает эффективную толщину.

8. На всех приведенных экспериментальных спектрах обращает на себя внимание отсутствие боковых миниму-

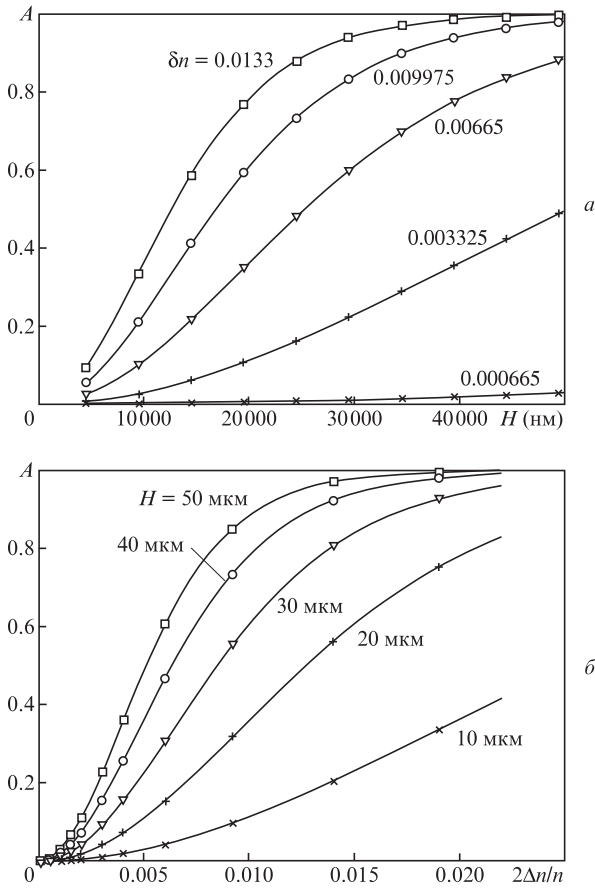


Рис.4. Зависимости относительной глубины провала в спектре прошедшего излучения от толщины голографического слоя при различных глубинах модуляции показателя преломления (а) и от глубины модуляции показателя преломления при различных толщинах голографического слоя (б).

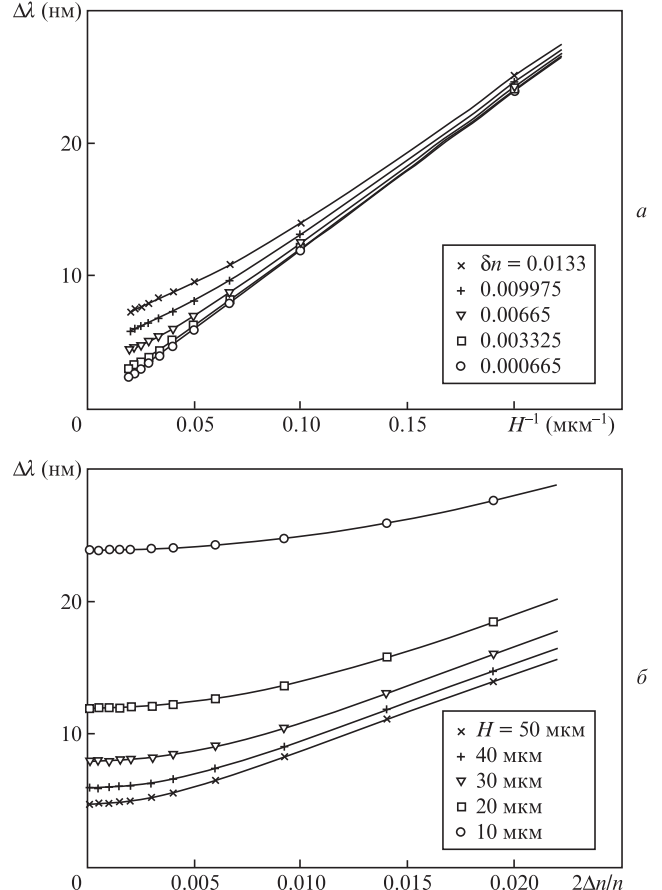


Рис.5. Зависимости ширины провала в спектре прошедшего излучения от обратной толщины голографического слоя при различных глубинах модуляции показателя преломления (а) и от глубины модуляции показателя преломления при различных толщинах голографического слоя (б).

мов, характерных для спектра отражения от периодической структуры. Вместе с тем на рис.6 вблизи границы центрального максимума справа наблюдается слабый «наплыв», соответствующий первому боковому максимуму. Особенно хорошо это видно на рис.7, где показан спектр пропускания голограммы на основе серебряной эмульсии. В этой эмульсии происходило и поглощение и светорассеяние на нанозернах серебра. Провал наблюдался на широком рэлеевском фоне, спадающем до нуля к области малых длин волн. После вычитания фона и добавления постоянного фона, соответствующего пропусканию на длинных волнах, провал был аппроксимирован гауссовой функцией. Параметры спектра: $\Delta\lambda_{\text{exp}} = 10.2$ нм, $\lambda_{\text{exp}} = 620.7$ нм, $A_{\text{exp}} = 0.49$. Процедура подгонки дала $\Delta n = 0.011$, $H = 15.9$ мкм, а в результате оценки по формуле (9) при $N_{\text{eff}} = 0.886\lambda/(\Delta\lambda) = 54.0$ было получено $H_{\text{eff}} = \lambda N_{\text{eff}}/(2n) = 12.6$ мкм. В этом случае отражение сильное (от 40% до 86.5%), и найденная эффективная толщина меньше на 20%.

Следует, однако, иметь в виду, что в этом случае ослабление проходящей волны происходит не только вследствие перехода энергии излучения из проходящей волны в отраженную, но и в результате рассеяния и поглощения света частицами серебра. В итоге фон в области длины волны минимума брэгговской полосы пропускания составляет около 50% от своего значения на длинноволновом краю. На резонансной длине волны затухание должно быть примерно таким же, что также уменьшает эффективное число слоев и вносит вклад в наблюдаемое ушире-

ние полосы пропускания. Поэтому полученные так параметры при наличии поглощения и светорассеяния носят оценочный характер. Для более точного решения этой проблемы надо учитывать ослабление излучения при распространении в среде с учетом светорассеяния и поглощения.

В спектре на рис.7 четко видны «наплывы» справа и слева от центрального максимума. Это может быть связано с конечной шириной (5.5 нм на половине высоты)

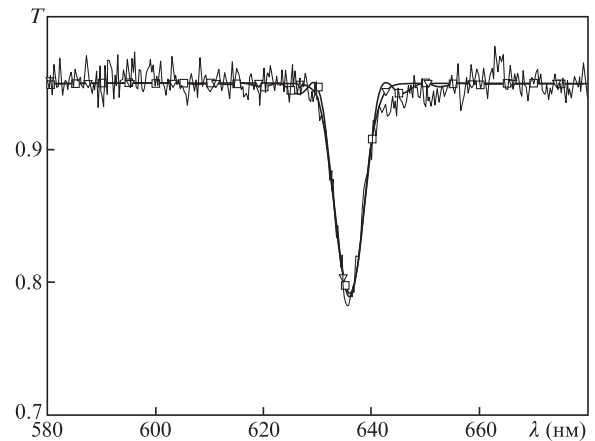


Рис.6. Спектр пропускания фазовой голограммы при слабом отражении (–) и аппроксимации его гауссовой функцией (∇) и при помощи прямого расчета (□).

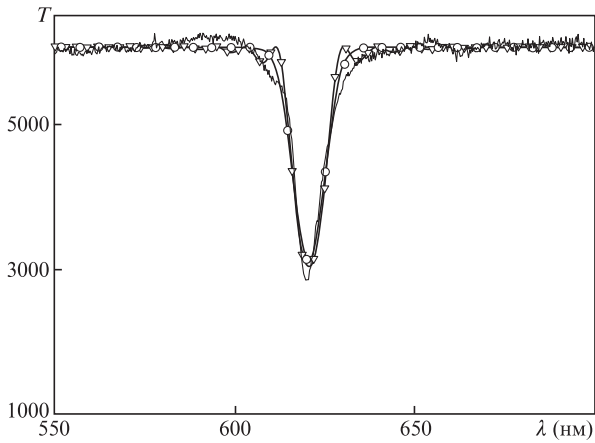


Рис.7. Спектр пропускания голограммы на основе серебряной эмульсии (—), его аппроксимация гауссовой функцией (○) и прямым расчетом (▽).

аппаратной функции спектрометра с волоконным входом, приведенной на рис.8,*а*. На рис.8,*б* показан расчетный спектр отраженного излучения для синусоидальной решетки при $H = 20$ мкм и $\Delta n = 0.01$ (ширина спектра отраженного излучения 6.4 нм), аппаратная функция, свертка этих двух функций и их аппроксимация гауссовой функцией с шириной 7.7 нм. На рисунке 8,*б* те же кривые даны в увеличенном по оси ординат масштабе. Видно, что центральная часть максимума (более 6% от максимального значения) хорошо аппроксимируется гауссовой функцией, при этом боковые максимумы существенно сглаживаются (ср. с рис.7). При больших толщинах слоя, т.е. при меньшей ширине спектра, боковые максимумы становятся еще менее выраженными. Так, при $H = 60$ мкм они превращаются в медленно спадающий фон. Это, несомненно, является одной из главных причин, приводящих к отсутствию боковых максимумов в экспериментально полученных спектрах.

Другой причиной, дающей тот же эффект, может стать уменьшение глубины модуляции показателя преломления вблизи границ голографического слоя, т.е. аподизация. В случае слабого отражения (менее 10%) вид спектра, в принципе, может быть получен с помощью интеграла (2) с соответствующим изменением выражения (3). При значительном отражении этот способ не годится. На рис.9 показаны изменения спектра при изменении аподизирующей функции, рассчитанные с использованием нашей программы для слоя толщиной 20 мкм. В качестве аподизирующей функции использовалась равнобедренная трапеция: амплитуда переменной части диэлектрической постоянной в обеих переходных областях изменялась линейно от нуля на границе слоя до максимального значения, составлявшего 0.005. На рис.9. приведены результаты для размера переходной области, равного нулю (аподизация отсутствует) и 1–10 мкм (это значение соответствует треугольной аподизирующей функции). Видно, что по мере увеличения ширины переходной области происходит уширение спектра, уменьшение интенсивности в максимуме и подавление боковых максимумов. В случае треугольной функции амплитуда первого бокового максимума уменьшается более чем на два порядка.

Таким образом, созданная модель позволяет решить задачу распространения волны в более сложной среде. Следует отметить, что на практике оба описанных эффек-

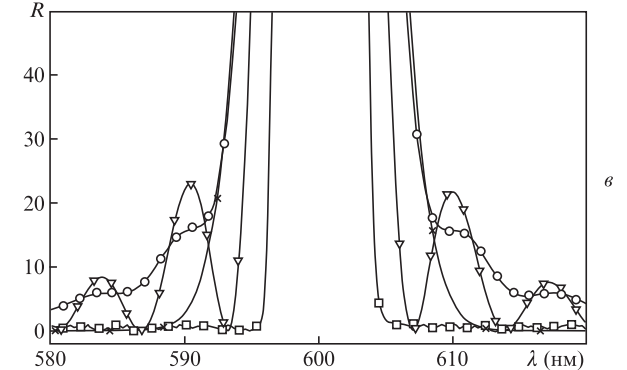
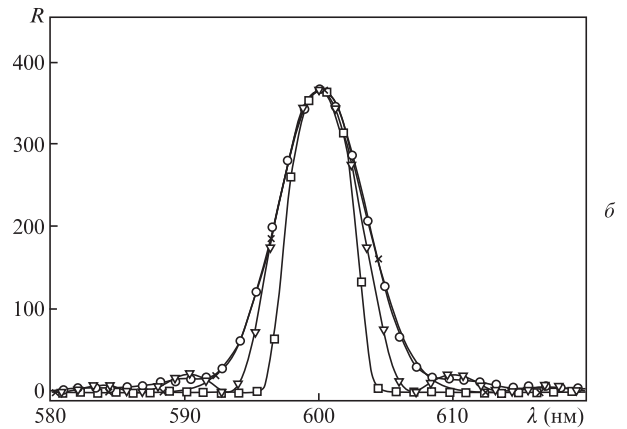
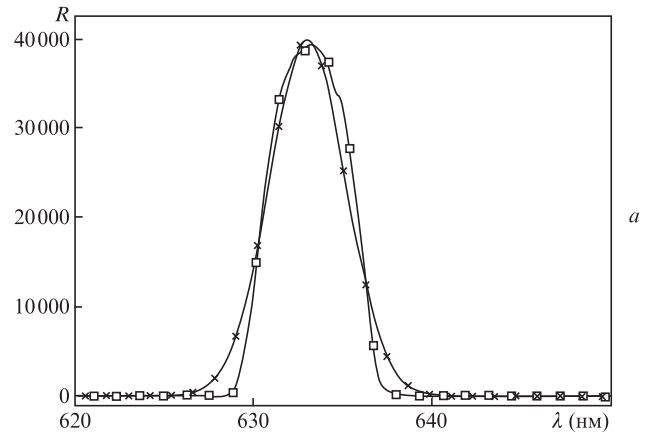


Рис.8. Аппаратная функция спектрального прибора (□, спектральная ширина 5.5 нм) и ее аппроксимация гауссовой функцией (×, ширина 5.0 нм) (*а*), спектр, определенный с помощью компьютерной модели (▽, $H = 20$ мкм, $\Delta n = 0.01$), и свертка спектра и аппаратной функции (○) (*б*); то же в увеличенном масштабе (*в*).

та, связанных с искажением формы полосы спектра отражения, приведут к тому, что при определении параметров голограммы по описанной методике без учета уширяющих факторов оценки толщины будут занижены. Этот эффект будет ослабевать при ширине спектра отраженного излучения, существенно превышающей ширину аппаратной функции. Учет уширения возможен при обработке спектра с помощью алгоритмов деконволюции аппаратной функции спектрального прибора.

10. Таким образом, нами предложен алгоритм определения параметров голографического непоглощающего слоя – толщины слоя и амплитуды переменной части показателя преломления – по параметрам брэгговского провала в спектре пропускания слоя – относительной амплиту-

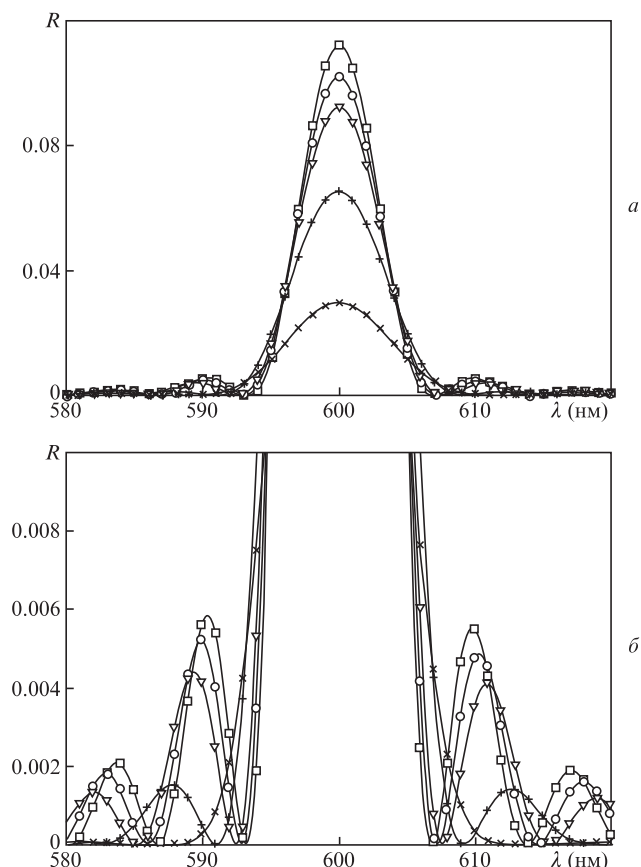


Рис.9. Спектр отражения голографического слоя толщиной 20 мкм (глубина модуляции показателя преломления 0.01), определенный с помощью компьютерной модели аподизации переменной части показателя преломления при нулевой ширине переходной области (□) и ширинах 1 (◇), 2 (▽), 5 (+) и 10 мкм (×).

де провала и его ширине. Приведены результаты применения алгоритма для ряда экспериментальных спектров.

С помощью компьютерной модели рассмотрены возможные причины отклонения спектральной формы наблюдаемого брэгговского отражения и провала в спектре пропускания от функции $\sin x/x$: конечная ширина аппаратной функции и уменьшение амплитуды переменной части показателя преломления вблизи границ голографического слоя.

При слабом отражении рассмотрены различия в спектрах отражения от слоя периодической среды, получае-

мых методом двух связанных волн и прямым расчетом распространения поля в таком слое.

В случае слабого отражения в приближении однократного отражения получены аналитические выражения для спектра и проведен их анализ с учетом обычно отбрасываемых величин, приводящих к асимметрии спектра относительно резонансной длины волн.

При прямом расчете с помощью компьютерной модели рассмотрено поведение спектров отражения голографического слоя в широком диапазоне его параметров, и на основе изменения спектральной формы полосы отражения слоя предложены критерии классификации режимов отражения от слоя.

Работа поддержана грантом в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные науки – медицине».

1. Marshall A.J., Lowe Ch.R., et al. *J. Phys. Condens. Matter.*, **18**, 619 (2006); Lowe Ch.R., Millington R.B., Bluth J., Mayes J.E. Патент США № 5989923 от 23.11.1999.
2. Крайский А.В., Постников В.А., Султанов Т.Т., Хамидулин А.В. *Квантовая электроника*, **40** (2), 178 (2010).
3. Бриллюэн Л., Пароди М. *Распространение волн в периодических структурах* (М.: ИЛ, 1959).
4. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1979).
5. Kogelnik H. *Bell Syst. Techn. J.*, **48**, 2909 (1969).
6. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
7. Кольер Р., Беркхард К., Лин Л. *Оптическая голография* (М.: Мир, 1973).
8. Крупницкий Э.И., Чернов Б.К. *Матер. VI Всесоюзной школы по голографии* (Ленинград, 1974, с. 46).
9. Brotherton-Ratcliffe D. In *Holography – Basic Principles and Contemporary Applications*, Dr. E.Mihaylova (Ed.) (InTech, 2013). DOI: 10.5772/53413. Available from: <http://www.intechopen.com/books/holography-basic-principles-and-contemporary-applications/understanding-diffraction-in-volume-gratings-and-holograms>
10. Путилин Э.С., *Оптические покрытия. Учебное пособие* (СПб.: ИТМО, 2010).
11. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **30** (5), 428 (2000).
12. Postnikov V.A., Kraiskii A.V., Sergienko I. In *Holography – Basic Principles and Contemporary Applications*, Dr. E.Mihaylova (Ed.) (InTech, 2013). DOI: 10.5772/53564. Available from: <http://www.intechopen.com/books/holography-basic-principles-and-contemporary-applications/holographic-sensors-for-detection-of-components-in-water-solutions>
11. Буренков Д.С., Успенский Ю.А., Артюков И.А., Виноградов А.В. *Квантовая электроника*, **35** (2), 195 (2005).
12. Вишняков Е.А., Каменец Ф.Ф., Кондратенко В.В., Лугинин М.С., Панченко А.В., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **42** (2), 143 (2012).