

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

А В Т О М Е Т Р И Я

2005, том 41, № 2

**ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ,
ЭЛЕМЕНТЫ И СИСТЕМЫ**

УДК 535.317.1

Е. Ф. Пен, М. Ю. Родионов

(Новосибирск)

**НЕОДНОРОДНЫЕ И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ
БРЭГГОВСКИЕ ГОЛОГРАММЫ:
МОДЕЛИ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ***

Проведен обзор исследований селективных свойств и процессов формирования неоднородных и нестационарных брэгговских голограмм в различных регистрирующих материалах. Представлены модели объемных голограмм, учитывающие неравномерное поглощение света, усадку толщины регистрирующего слоя, изменение величины модуляции и среднего значения показателя преломления по глубине голограммы и показывающие отличия селективных свойств таких голограмм от идеальных представлений. Рассмотрены аналитические и численные методы исследований, наиболее подходящие для каждой модели.

Введение. В последние годы все чаще наблюдается применение голографической технологии в фотонике. Это касается фотонных кристаллов [1], голографических элементов в системах телекоммуникаций (мультиплексоры/демультиплексоры, волоконные брэгговские решетки) [2], диффузоров и осветительных элементов в дисплеях нового поколения [3], систем трехмерной оптической памяти [4].

В основе этих применений лежат свойства спектральной или пространственной селективности (зависимости дифракционной эффективности от параметра расстройки условий Брэгга [5, 6]) объемных пропускающих и отражательных голограмм, полученных на кристаллических или органических толстослойных материалах. В свою очередь, селективность в большой степени зависит от вида и степени модуляции показателя преломления или поглощения в толщине регистрирующей среды.

Часто в теории предполагается, что такая модуляция периодическая синусоидальная или прямоугольная. Однако на практике в силу неидеальности

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-03-33345) и интеграционного проекта СО РАН № 84.

регистрирующих сред или в результате преднамеренных действий модуляция показателя преломления имеет неоднородный, а для многих материалов и нестационарный вид. Далее мы ограничимся рассмотрением объемных фазовых голограмм, представляющих в практических приложениях больший интерес, поскольку они обеспечивают высокую дифракционную эффективность.

Неоднородными и нестационарными считаются такие голограммы, пространственные (геометрические) и физические характеристики которых меняются в пространстве и соответственно во времени. Например, в чирпованных волоконных брэгговских решетках период модуляции показателя преломления меняется линейным образом вдоль направления распространения света. На вид функции модуляции показателя преломления влияют поглощение материала (зачастую зависящее от координаты), процессы конверсии вещества (например, усадка толщины регистрирующего слоя при фотополимеризации), диффузионные процессы и т. д. Изучению свойств таких голограмм посвящен ряд исследований, в которых предложены разнообразные теоретические модели объемных голограмм, учитывающие неравномерное поглощение света, усадку толщины регистрирующего слоя, изменение величины модуляции и среднего значения показателя преломления по глубине голограммы, а также дана интерпретация экспериментальных данных.

Обширный обзор публикаций в этой области представлен в работах [7, 8]. В настоящее время в связи с появлением новых голографических регистрирующих материалов и их применением данная тема вновь становится актуальной.

Цель предлагаемой работы – обобщение результатов ранних и новых исследований неоднородных и нестационарных брэгговских голограмм, разработка рекомендаций их практического применения, а также дальнейшее развитие методов моделирования подобных голограмм.

Модели объемных неоднородных голограмм. Объемные фазовые пропускающие и отражательные голограммы впервые были получены и теоретически исследованы более тридцати лет назад [9–11]. В рамках простых моделей предполагалось, что они являются одномерными, ненаклонными, чисто фазовыми с синусоидальным законом распределения показателя преломления вдоль направления распространения света. В работе [11] Когельник показал, что для пропускающей голограммы амплитуда дифрагированной волны

$$S(T) = -i \frac{\exp(-i\xi) \sin(\xi^2 + v^2)^{1/2}}{(1 + \xi^2/v^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

где

$$\xi = (\theta - \theta_0)\beta T \sin \theta_0; \quad v = \frac{\pi \Delta n T}{\lambda_a \cos \theta_0}; \quad \beta = \left(\frac{2\pi \bar{n}}{\lambda_a} \right). \quad (2)$$

Здесь θ_0 – угол Брэгга (по тексту значения всех углов указаны в среде); θ – угол падения считывающего пучка; λ_a – длина волны записи (по тексту длины волн указаны в воздухе); \bar{n} – средний показатель преломления среды; Δn – модуляция показателя преломления; T – толщина голограммы. При единич-

ной амплитуде падающей волны дифракционная эффективность объемной пропускающей голограммы

$$\eta = |S(T)|^2. \quad (3)$$

При точном выполнении условий Брэгга $\xi = 0$, а

$$\eta = \sin^2(\nu). \quad (4)$$

Например, для $\nu = \pi/2$ дифракционная эффективность $\eta_0 = 100\%$.

Для отражательных объемных фазовых голограмм дифракционная эффективность

$$\eta = \frac{1}{(\xi/\nu)^2 + [1 - (\xi/\nu)^2] \operatorname{cth}^2(\nu^2 - \xi^2)^{1/2}}, \quad (5)$$

где

$$\xi = \frac{\lambda - \lambda_a}{\lambda_a} \beta T \sin \theta_0; \quad \nu = \frac{\pi \Delta n T}{\lambda_a \cos \psi_0}; \quad \beta = \left(\frac{2\pi \bar{n}}{\lambda_a} \right); \quad \psi_0 = \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 \right) \quad (6)$$

(λ – длина волны считывания).

Если угол падения или длина волны считывающего пучка отличаются от условий Брэгга, то получить $\eta = 100\%$ невозможно.

Зависимости дифракционной эффективности от величины брэгговской расстройки, называемые угловой селективностью (для пропускающей) или спектральной селективностью (для отражательной голограммы), определяются как

$$\eta = \eta(\theta), \quad \xi = (\theta - \theta_0) \beta T \sin \theta_0 \quad (7)$$

– расстройка угла падения считывающего пучка,

$$\eta = \eta(\lambda), \quad \xi = \frac{\lambda - \lambda_a}{\lambda} \beta T \sin \theta_0 \quad (8)$$

– расстройка длины волны считывания.

Примеры таких теоретических зависимостей показаны соответственно на рис. 1, *a*, *b*. Хорошо видна периодичность этих зависимостей с четко выраженными минимумами, главным максимумом и вторичными максимумами (лепестками).

Для многих объемных регистрирующих сред, например фотополимерных материалов (ФПМ), из-за неравномерного поглощения света по глубине материала и его усадки вследствие конверсии вещества при фотополимеризации распределение модуляции показателя преломления голографической решетки неоднородно и в направлении распространения света, и поперек него. Более того, в ФПМ указанное распределение является и нестационарным, поскольку концентрации красителя и мономера, входящих в состав материала, изменяются в процессе записи голограммы.

Влияние упомянутых неоднородностей различного рода на селективные свойства объемных пропускающих и отражающих голограмм исследовано в

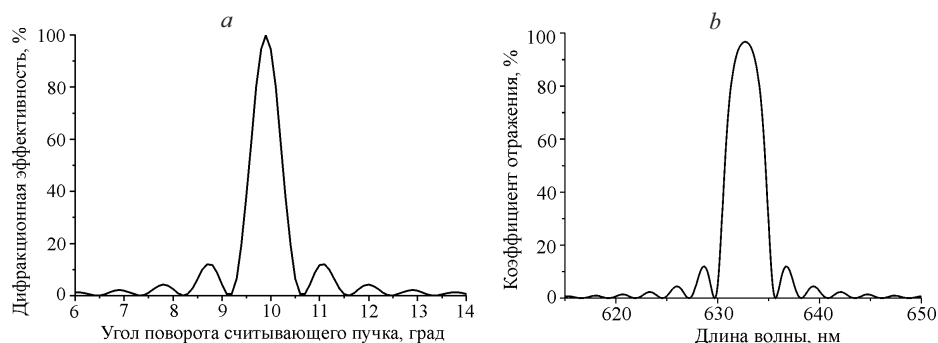


Рис. 1. Зависимости дифракционной эффективности от величины брэгговской расстройки: характеристика угловой селективности объемной пропускающей голограммы (а); характеристика спектральной селективности объемной отражательной голограммы (б)

ряде работ, например: в [12] изучено влияние степени поглощения света при записи голограммы и толщины материала на величину и вид характеристики дифракционной эффективности отражательной голограммы в бихромированном желатине; в [13] неоднородность среды выражена в виде изменения параметров вектора решетки; в [14] рассмотрена модель объемной решетки с экспоненциально затухающей по ее глубине функцией модуляции показателя преломления, получено аналитическое решение через функции Бесселя; в [15] аналогичная задача решена численно и продемонстрировано хорошее совпадение теории с экспериментом для угловой селективности амплитудных и фазовых объемных пропускающих голограмм.

Экспериментально доказано [16], что в фотографических эмульсиях области голограммы, соответствующие интерференционным полосам, искривлены (это обусловлено различиями в релаксации предварительно напряженного состояния фотографической эмульсии в области подложки и свободной поверхности в процессе ее мокрой обработки и последующей сушки), что приводит к появлению асимметрии и сглаживанию характеристики угловой селективности (рис. 2).

Для анализа данного явления предложена модель искривления следов интерференционных полос по глубине голограммы z (вследствие этого изменение направления вектора решетки \mathbf{K}), наглядно изображенная на рис. 3. В соответствии с этой моделью результат многолучевой интерференции, возникающей при дифракции восстанавливающей волны на структуре объемной решетки, зависит от нелинейной функции набега фазы $W(z)$.

В работе [17] учитываются вариации среднего значения показателя преломления и модуляции голографической решетки и предполагается их зависимость от ее поперечной и продольной координат. Решены соответствующие уравнения теории связанных волн для отражательных голограмм. Основные виды неоднородности структуры голограмм обобщены и исследованы комплексно в [18]. Рассмотрены изменения трех параметров: модуляции диэлектрической проницаемости (обусловленной интерференционной составляющей интенсивности света при записи голограммы), среднего значения диэлектрической проницаемости и направления вектора решетки. Модуляция показателя преломления среды связана с модуляцией диэлектрической проницаемости следующим образом: $\Delta n = \varepsilon'_{r1} / (2(\varepsilon'_{r0})^{1/2})$, при этом среднее значение показателя преломления $\bar{n} = (\varepsilon'_{r0})^{1/2}$. Важно, что в данной

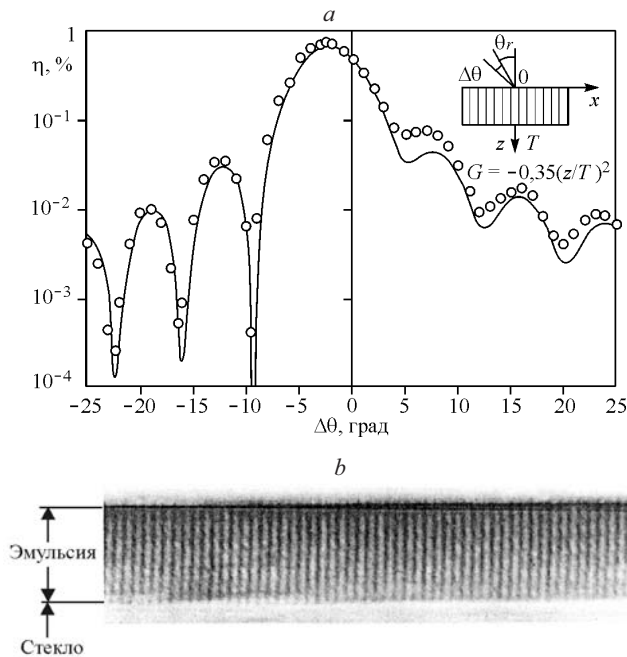


Рис. 2. Влияние искривления интерференционных полос на вид характеристики угловой селективности [14]: *a* – теоретическая (сплошная кривая) и экспериментальная (кружки) характеристики (*G* – параметр искривления полос); *b* – фотография среза объемной голограммы с искривленными полосами

модели решетки считается наклонной (интерференционные плоскости наклонены к поверхности голограммы).

Вариации этих параметров записываются в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{r1} &= \varepsilon_{r10} [1 - c/12 + b(x/D) + c(x/D)^2]; \\ \varepsilon'_{r0} &= \varepsilon_{r00} [1 + g(x/D) + h(x/D)^2]; \\ K_x &= K_y [-0,085 + p(x/D) + q(x/D)^2], \end{aligned} \quad (9)$$

где *D* – толщина голограммы; *x* – направление распространения волны; *c, b, g, h, p, q* – коэффициенты; $K = 2\pi/L$ – значение вектора решетки; $L = \lambda / (2(\varepsilon'_{r0})^{1/2} \sin\theta_0)$ – период решетки;

$\varepsilon'_{r0}, \varepsilon'_{r1}$ – среднее значение и модуляция диэлектрической проницаемости соответственно, а $\varepsilon_{r00}, \varepsilon_{r10}$ – их начальные значения. Объемная голограмма представляется в виде набора слоев, для каждого из них параметры голограммы счи-

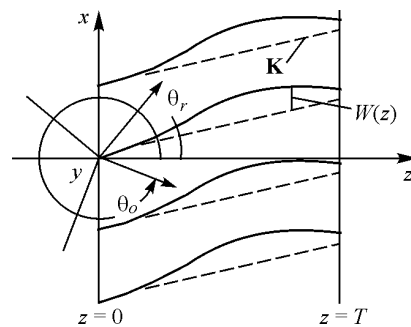


Рис. 3. Схема модели искривления следов интерференционных полос по глубине голограммы

таются постоянными, что позволяет использовать формулы (1) – (6). Амплитуды прошедшей R и дифрагированной S волн на входе и выходе i -го слоя связаны матрицами перехода:

$$\begin{bmatrix} R_{i+1} \\ \tilde{S}_{i+1} \end{bmatrix} = M_i \begin{bmatrix} R_i \\ S_i \end{bmatrix}, \quad \tilde{S}_i = S_i \exp(-j\psi x);$$

$$M = \begin{bmatrix} \left(\cos\varphi + j \frac{\xi \sin\varphi}{\varphi} \right) \exp(-\zeta) & -j \left(\frac{C_S}{C_R} \right)^{1/2} \frac{\nu \sin\varphi}{\varphi} \exp(-\zeta) \\ -j \left(\frac{C_R}{C_S} \right)^{1/2} \frac{\nu \sin\varphi}{\varphi} \exp(-\zeta) & \left(\cos\varphi - \frac{j\xi \sin\varphi}{\varphi} \right) \exp(-\zeta) \end{bmatrix};$$

$$\zeta = \frac{d}{2} \left(\frac{\alpha}{C_R} + \frac{\alpha}{C_S} + j\psi \right); \quad \xi = j \frac{d}{2} \left(\frac{\alpha}{C_R} - \frac{\alpha}{C_S} - j\psi \right); \quad (10)$$

$$\varphi = (\xi^2 + \nu^2)^{1/2}; \quad \nu = kd / (C_R C_S)^{1/2}; \quad C_R = \cos\theta_i; \quad C_S = \cos\theta_d;$$

$$k = \beta(\varepsilon'_{r1} - j\varepsilon''_{r1}) / 4\varepsilon'_{r0}; \quad \alpha = \beta\varepsilon''_{r0} / 2\varepsilon'_{r0}; \quad \beta = 2\pi(\varepsilon'_{r0})^{1/2} / \lambda.$$

Здесь d – толщина отдельного слоя; θ_i и θ_d – углы падения прошедшей и дифрагированной волн соответственно; $\psi = (\theta_i - \theta_0)K \sin(\theta_G - \theta_0) / C_S$ (θ_G – угол наклона решетки). Результирующие значения амплитуд прошедшей и дифрагированной волн вычисляются путем перемножения матриц.

На рис. 4 показаны расчетные характеристики угловой селективности при вариации указанных параметров (в отличие от часто используемой величины интенсивности дифрагированной волны на этих графиках представлена нормированная интенсивность прошедшей волны). В расчетах предполагается $D = 60$ мкм, $\lambda = 514,5$ нм, $\varepsilon_{r1} = 0,09$, $\varepsilon_{r0} = 2,25$, $\theta_i = 25,4^\circ$, $\theta_d = -35,3^\circ$.

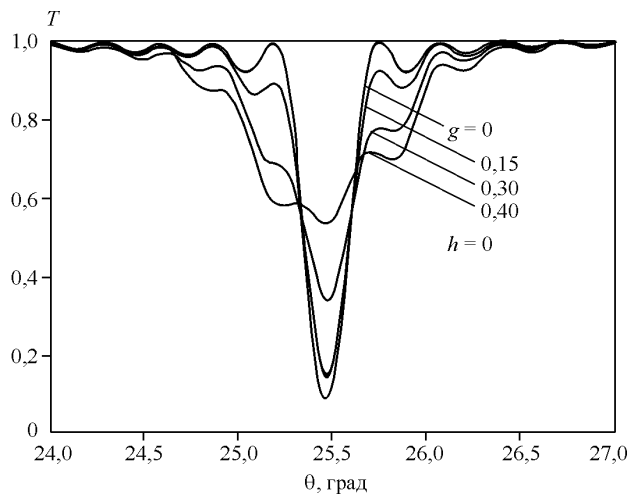


Рис. 4. Характеристика угловой селективности голограммы с линейной зависимостью среднего значения диэлектрической проницаемости по глубине голограммы

Отмечено, что линейная зависимость модуляции диэлектрической проницаемости по глубине голограммы приводит к небольшому уширению главного лепестка и исчезновению нулей (минимумов) вторичных лепестков. При линейном изменении значения модуля вектора решетки ширина главного лепестка не меняется, нули (минимумы) вторичных лепестков исчезают, дифракционная эффективность падает, а при квадратичном изменении этого значения величина угла Брэгга меняется, распределение вторичных лепестков становится асимметричным. В случае линейного и квадратичного изменений среднего значения диэлектрической проницаемости картина сходна с предыдущей ситуацией, и это физически объясняется аналогией: прямолинейное распространение лучей нарушается из-за кривизны полос или прямолинейное распространение лучей при прямых полосах нарушается из-за изменения среднего значения диэлектрической проницаемости.

Полученные результаты анализа влияния различных параметров неоднородности брэгговской решетки на поведение характеристики угловой селективности помогают лучше понять процессы формирования объемных голограмм в различных материалах. Так, на рис. 5 представлены экспериментальные данные характеристики угловой селективности объемной пропускающей голограммы, полученной на фотополимерном материале [19].

Можно видеть подъем боковых максимумов при увеличении энергии экспозиции. С учетом выводов [18] это свидетельствует о преимущественном влиянии процессов усадки толщины регистрирующего слоя и изменения среднего значения показателя преломления на характеристики спектральной селективности.

Для очень толстых слоев ФПМ (более 200 мкм) даже в случае ненаклонной решетки (плоскости решетки ориентированы перпендикулярно поверхности) экспериментально наблюдается значительное сглаживание и уширение контура характеристики угловой селективности, обусловленные сильной деформацией структуры решетки в результате постобработки (облучение и нагрев) из-за наличия не только поперечной, но и продольной усадки толщины регистрирующего слоя [20].

Следует заметить, что столь значительное изменение характеристики угловой селективности в ФПМ объясняется также влиянием шумовых решеток, возникающих вследствие интерференции света, рассеянного на микро-

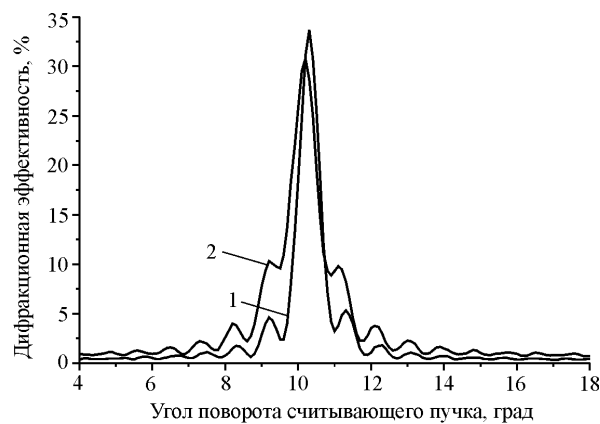


Рис. 5. Экспериментальная характеристика угловой селективности объемной пропускающей голограммы. Время экспозиции 25 с (кривая 1), 50 с (кривая 2)

неоднородностях регистрирующей среды, и записывающих пучков. Согласно модели [21] подобные решетки распределены в объеме голограммы статистическим образом, имеют произвольную ориентацию вектора решетки, но спектр их пространственных частот сосредоточен вблизи основной несущей частоты, поэтому характеристики угловой селективности шумовых решеток накладываются на характеристику основной решетки. Проявление шумовых решеток особенно заметно в материалах с динамической записью (ФПМ, РЕОКСАН и др.).

Весьма разнообразно влияние неоднородности структуры объемной решетки на спектральные характеристики отражательных голограмм. Неоднородность может заключаться в нарушении периодичности решетки, искажении профиля модуляции и зависимости показателя преломления от глубины голограммы. В работе [22] исследовано влияние искажения профиля периодической структуры отражательной голограммы, полученной на галогенидосеребряной эмульсии. Из-за нелинейности процесса регистрации голограммы вместо синусоидального образуется профиль с седловиной, что приводит к некоторому уширению контура характеристики спектральной селективности и подъему боковых лепестков. В [23] получено выражение для дифракционной эффективности несинусоидальной брэгговской отражательной решетки с помощью метода, аналогичного [24]. В работе [25] предполагается, что функцию модуляции диэлектрической проницаемости для неоднородной отражательной голограммы с толщиной L и периодом решетки d можно представить в виде

$$\varepsilon' = \varepsilon'_0 \left(1 + mA(z) \sin 2\pi \frac{z}{d} \right), \quad (11)$$

где $A(z) = \sin^2(\pi z/L)$ – аподизирующая функция. В этом случае боковые лепестки характеристики спектральной селективности оказываются сильно сглаженными (рис. 6). Аналогичный вид может иметь характеристика и угловой селективности. Отметим, что предположение о наличии эффекта аподизации в объемной голограмме было высказано и доказано экспериментально В. И. Сухановым в работе [26].

В работе [27] методом Берремана, позволяющим учитывать анизотропные свойства регистрирующей среды, детально исследованы чирпованные

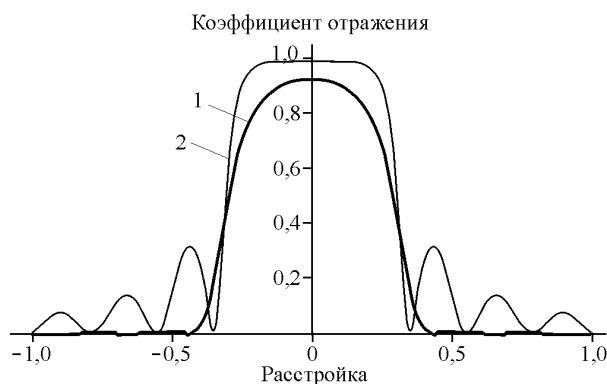


Рис. 6. Характеристика спектральной селективности неоднородной (кривая 1) и однородной (кривая 2) брэгговских решеток [23]

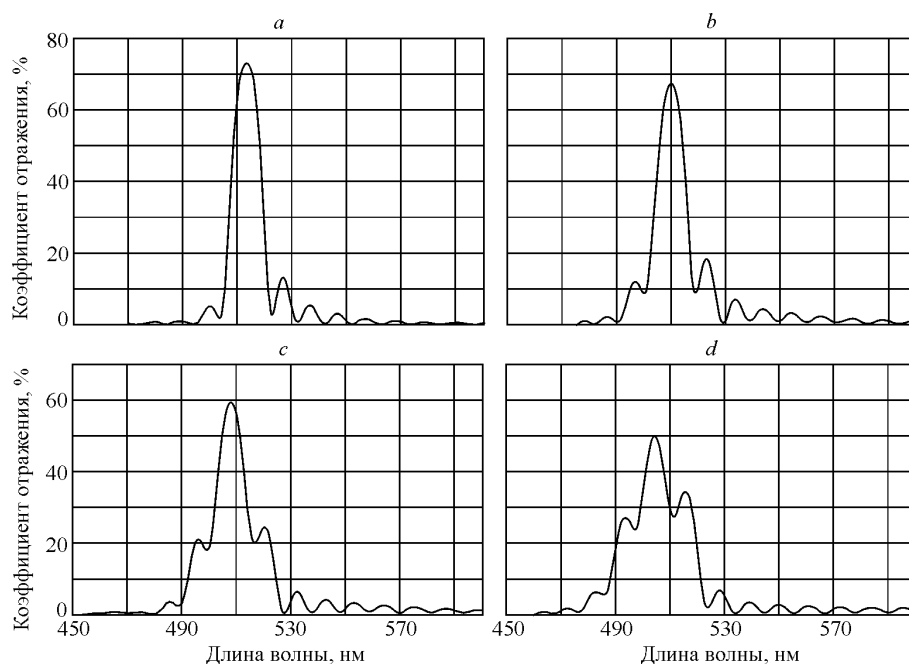


Рис. 7. Трансформация характеристики спектральной селективности отражательной голограммы при изменении периодичности исходной решетки: периодичность увеличена в 1,1 раза (a); в 1,25 раза (b); в 1,45 раза (c); в 1,7 раза (d). Период исходной решетки 0,2 мкм; полная толщина голограммы 10,4 мкм; $n_1 = 1,4783$; $n_2 = 1,5217$; $\lambda = 514$ нм

отражательные голограммы. На рис. 7 представлены характерные изменения вида спектрального отклика (несимметрия, уширение, подъем боковых лепестков, смещение в коротковолновую область) по мере увеличения параметров неоднородности.

Преднамеренное изменение периодичности решетки отражательной фотополимерной голограммы с целью изменения цвета спектрального отклика представлено в [28], где предложено использование искусственного увеличения толщины голограммы (разбухание) путем нанесения слоя инертного мономера и его диффузионного проникновения между отражающими плоскостями. Метод применяется для получения многоцветных синтезированных изображений с помощью одного монохромного лазера.

Неоднородное распределение модуляции показателя преломления в толщине голограммы происходит при многолучевой интерференции (когерентной и некогерентной). В [29] исследована структура многоцветной отражательной голограммы. В этом случае в одном и том же объеме регистрирующей среды накладываются несколько голограмм, отличающихся периодом решетки, а результирующее распределение модуляции показателя преломления является сложной функцией координаты (рис. 8), зависящей от разницы фаз интерферирующих пучков.

Зная эту зависимость, можно перейти к более сложной модели голограммы в виде множества различных слоев, представив расстояние между двумя узлами этой функции как толщину слоя, а амплитуду этой функции как показатель преломления слоя. Кроме того, получив систему слоев, перемножим их характеристические матрицы и найдем матрицу, эквивалентную всей сис-

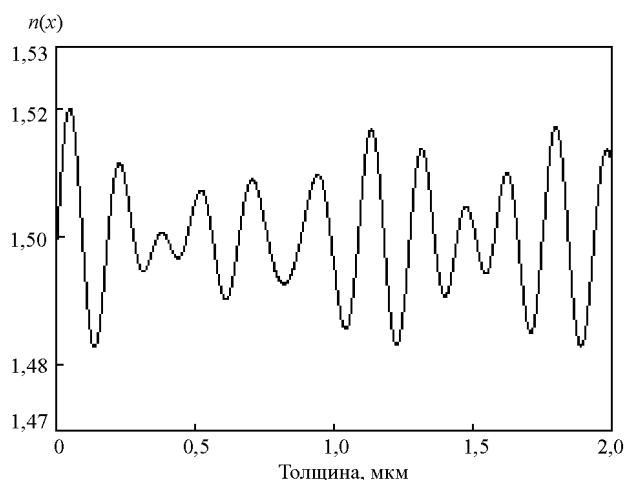


Рис. 8. График функции модуляции показателя преломления $n(x)$ вдоль направления распространения света для трехцветной отражательной голограммы

теме слоев; далее с помощью этой матрицы можно рассчитать спектральные характеристики многоцветной голограммы.

На рис. 9 представлены результаты эксперимента записи двухцветной отражательной голограммы на длинах волн 476 и 514 нм (кривая 1) и результаты моделирования этой ситуации (кривая 2) [28]. При моделировании в расчетную модель были введены данные о материале: $T = 20$ мкм, стеклянная подложка $n = 1,5$. Для наглядности анализа расчета расчетная кривая была смещена на экспериментальной, так как из-за усадки λ_{\max} для 514 нм фактически смещена на 13,4 нм в коротковолновую область. Видно, что для 476 нм эта же усадка приводит к еще большему сдвигу длины волны с максимальным отражением.

Таким образом, современные модели объемных неоднородных голограмм учитывают процессы неравномерного поглощения света, усадки толщины регистрирующего слоя, изменения вектора решетки, а также возможность многолучевой интерференции и хорошо согласуются с экспериментальными данными селективных свойств пропускающих и отражательных голограмм в различных материалах.

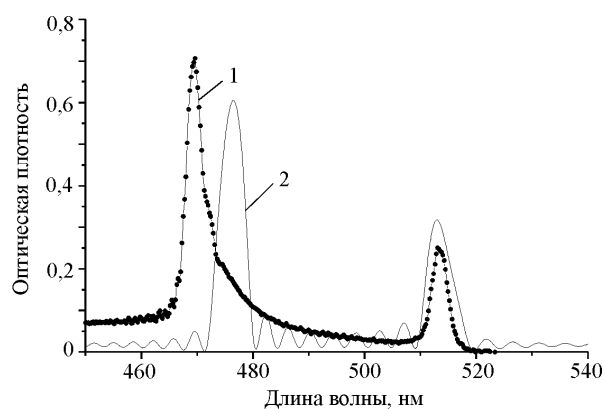


Рис. 9. Экспериментальная и расчетная кривые спектрального отклика двухцветной отражательной голограммы

Методы исследований неоднородных и нестационарных голограмм.

Для анализа селективных свойств объемных голограмм в рамках простых моделей, предполагающих чисто фазовое одномерное синусоидальное распределение показателя преломления вдоль направления распространения света, часто используется аппарат теории Когельника. Альтернативный подход к исследованию прохождения света через объемную голограмму состоит в использовании матричного метода [30]. В этом случае пространственная структура реальной голограммы с синусоидальным или более сложным законом распределения показателя преломления заменяется набором диэлектрических слоев. Каждому слою соответствует характеристическая матрица (матрица перехода), связывающая компоненты электромагнитного поля на входе и выходе слоя. Перемножив эти матрицы, можно получить матрицу, эквивалентную всей среде, а отсюда, зная граничные условия, амплитуду дифрагированной волны. Для многослойной периодической системы элементы матрицы перехода вычисляются через полиномы Чебышева второго рода.

Применение матричного метода для исследования свойств объемных голограмм известно давно. В работе [31] с его помощью проанализированы диэлектрические отражающие решетки с несинусоидальным профилем и различной толщиной штрихов. Проведено сравнение полученных результатов с теорией Когельника. В [32] возможности матричного метода развиты для анализа различных режимов записи отражательных голограмм. Угловая и спектральная селективность объемной отражательной голограммы для P - и S -поляризаций света исследованы в [33]. В работе [27] применен метод Берремана, в котором размер характеристической матрицы равен 4×4 и исследованы свойства анизотропных объемных голограмм с произвольной ориентацией отражающих плоскостей.

Преимущество матричного метода перед аналитическим подходом теории Когельника заключается в возможности анализа непериодических решеток с несинусоидальным профилем показателя преломления, учете всех порядков дифракции, возможности рассмотрения большего интервала углов, не удовлетворяющих условию Брэгга.

В последнее время в основном в связи с исследованиями фотонных кристаллов приобрели широкое распространение finite-difference time-domain (FDTD) и finite-difference frequency-domain (FDFD) методы анализа дифракции света на сложных пространственных структурах [34]. Их суть заключается в численном решении уравнений Максвелла методом конечных разностей. Известно несколько коммерческих пакетов программ, реализующих эти методы. Несмотря на значительные вычислительные сложности, указанные методы привлекательны тем, что позволяют анализировать свойства важных в практическом отношении объемных дифракционных решеток с малым количеством светорассеивающих элементов и ограниченной апертурой зондирующего пучка ($2D$ -, $3D$ -фотонные кристаллы). Благодаря такому подходу в работе [35] установлено, что величины дифракционной эффективности, полученные с помощью приближенных аналитических выражений и численным путем, близки, если толщина голограммы и апертура зондирующего пучка превышают 10–20 периодов решетки.

Неоднородное распределение показателя преломления зарождается в начальный момент записи голограммы и далее развивается нестационарным образом. Для исследования динамики этого процесса необходимо учитывать изменение показателя преломления в течение времени экспонирования (эффект оптического усиления [36]) или после его завершения (эффект темново-

го усиления [37]) и применять специальные методы измерений спектральных характеристик.

В работе [26] найдены выражения для дифракционной эффективности пропускающих и отражательных голограмм, записанных в органическом материале РЕОКСАН в реальном времени. В этом материале даже при большой толщине (до 1 мм) практически отсутствует усадка, поскольку связующим веществом является жесткий полимер (полиметилметакрилат), а неоднородность и нестационарность обусловлены в основном изменением среднего значения показателя преломления непосредственно в процессе экспозиции. В случае отражательных голограмм

$$\eta = \text{th}^2 \left[\text{Si} \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda \cos \theta_c} \right) \right], \quad (12)$$

где $\text{Si}(\cdot)$ – интегральный синус; $\Delta n \propto t$; θ_c – угол распространения восстанавливающей волны в среде. Предполагается, что фотоиндуцированное изменение модуляции показателя преломления Δn пропорционально времени экспозиции

$$n = n_0 + \Delta n, \quad \Delta n = c \int_0^t I(z, t) dt, \quad (13)$$

где n – показатель преломления образца; n_0 – показатель преломления неэкспонированного образца. Значение $I(z, t)$ в процессе экспонирования не остается постоянным, так как из-за изменения показателя преломления среды происходит изменение комплексных амплитуд интерферирующих волн.

Экспериментально подтверждено предположение о том, что происходит формирование решетки с изменяющимся во времени пространственным периодом и амплитудой, зависящей как от времени, так и от координаты. Амплитуда решетки максимальна в центре голограммы и спадает к ее границам. Вследствие этого максимальная дифракционная эффективность отражательной голограммы в РЕОКСАН не превышает 60 %, контур характеристики спектральной и угловой селективности уширяется, а боковые лепестки подавляются (эффект аподизации).

Нестационарная дифракция на наклонных решетках в фотополимерных материалах в процессе ее считывания рассмотрена в работе [38]. Из-за сложностей точного решения нестационарных уравнений связанных волн [11] использовано приближение малых значений амплитуды дифрагированной волны. Методом численного моделирования показано, что в этом случае значения амплитуды модуляции показателя преломления и главным образом вектора решетки изменяются в зависимости от длительности считывания, что приводит, как и в случае [18], к подъему боковых лепестков и асимметрии характеристики угловой селективности. Подчеркивается, что данная характеристика неинвариантна по отношению к направлению считывающего пучка. Отметим, что эти теоретические результаты согласуются с экспериментальными данными [19].

Эволюцию расчетной характеристики угловой селективности с ростом экспозиции и в зависимости от конкретного параметра можно проследить методом компьютерной анимации [39]. В этом случае каждый «кадр» соответствует параметрам решетки в исследуемый момент времени, что дает воз-

возможность выявить закономерности в поведении расчетной характеристики при изменении параметра, в частности выявить момент возникновения асимметрии характеристики угловой селективности.

Неоднородность и нестационарность процесса формирования объемных голограмм наиболее ярко проявляются в ФПМ [40, 41], который представляет собой аморфную пленку органического вещества толщиной 20–50 мкм на стеклянной или пластиковой подложке; в ее состав входят: краситель (сенситизатор), донор (инициатор), мономер и полимерная матрица. Под действием света в ФПМ происходит реакция фотополимеризации, протекающая в несколько стадий. Если при записи голограммы распределение света задано в виде интерференционной картины, то в ее пучностях реакция полимеризации будет проходить наиболее интенсивно. Концентрация красителя и исходного мономера в облученных участках уменьшается, а концентрация полимера растет, возникает градиент концентраций, и происходит диффузия подвижных молекул красителя и мономера, в то время как инертные молекулы полимера остаются на своих местах. Таким образом, уже в процессе экспонирования формируется объемная фазовая решетка, параметры которой непрерывно меняются. Более подробно с диффузионным механизмом формирования голограмм и свойствами данного материала можно ознакомиться в работах [42, 43].

Запись голограмм в ФПМ протекает в реальном времени, при этом из-за фотоиндуцированной конверсии вещества (превращения мономера в полимер) происходит увеличение среднего значения показателя преломления и возникает усадка толщины регистрирующего слоя, приводящая к деформации структуры голографической решетки и вследствие этого к изменению пространственной и спектральной селективности голограмм. В работе [44] предложен метод измерения спектральных характеристик отражательных голограмм, совмещенный с процессом их записи, позволяющий анализировать характер изменений структуры голограммы.

На рис. 10 изображены временные срезы динамики спектра пропускания отражательной голограммы, полученные указанным методом на ФПМ при записи излучением Ag^+ -лазера ($\lambda = 514$ нм, интенсивность 5 мВт/см^2): спектр ФПМ до экспозиции (видны максимумы поглощения, характерные для используемых в составе композиции красителей в сине-зеленой области

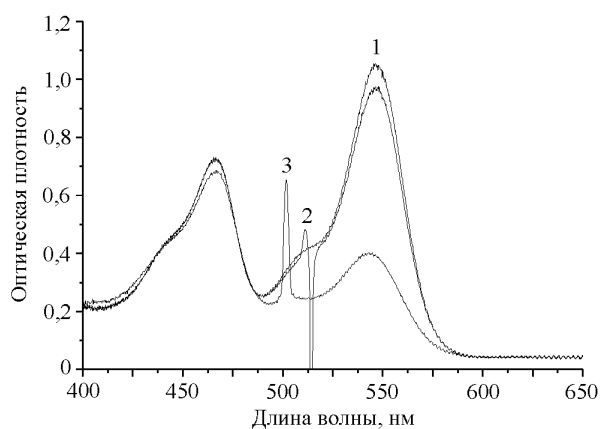


Рис. 10. Временные срезы спектра пропускания отражательной голограммы

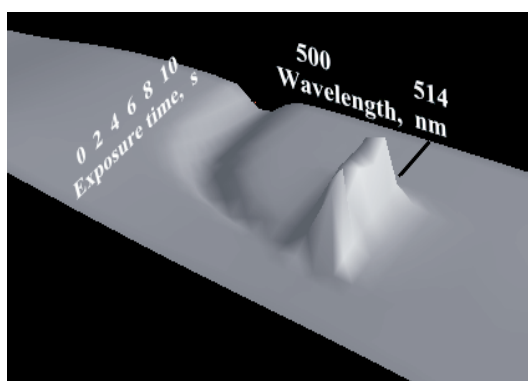


Рис. 11. Трехмерная картина динамики спектрального отклика отражательной голограммы в координатах: пропускание, время экспозиции, длина волны

спектра) (кривая 1); спектр пропускания отражательной голограммы спустя 2 с экспозиции (хорошо видны пичок поглощения, означающий факт появления отражательной голограммы, и маркер в виде блика Ag^+ -лазера на длине волны 514 нм) (кривая 2); спектр пропускания спустя 8 с экспозиции (окончание записи, отражение достигло значительной величины, максимум спектрального отклика сместился в коротковолновую область) (кривая 3). В данном эксперименте мерой коэффициента пропускания T является оптическая плотность $D = -\lg(T)$.

На рис. 11 изображена трехмерная картина исследуемого процесса. Хорошо видны динамика смещения спектрального отклика и его уширение, свидетельствующие об усадке голограммы и нарушении периодичности решетки.

Заключение. Практическое применение объемных голограмм показывает, что их свойства значительно отличаются от идеальных представлений, описываемых простыми моделями. Современные модели объемных неоднородных голограмм учитывают процессы неравномерного поглощения света по глубине голограммы, возникновения шумовых решеток, усадки толщины регистрирующего слоя, изменения вектора решетки, а также возможность многолучевой интерференции. Наиболее полно перечисленные возможности заложены в модели объемной голограммы как совокупности многих слоев с различающимися параметрами решетки.

Анализ искажений угловой и спектральной селективности объемных голограмм в различных материалах позволяет уточнить механизм их формирования. В частности, уширение главного максимума характеристики селективности и исчезновение нулей (минимумов) вторичных лепестков свидетельствуют об изменении модуляции показателя преломления по глубине голограммы вследствие неоднородного поглощения света, а коротковолновый сдвиг, значительное уширение спектрального отклика обусловлены уменьшением и нарушением периодичности решетки из-за усадки и других эффектов. Асимметрия распределения вторичных лепестков характеристики селективности обусловлена изменением модуля вектора решетки (т. е. наклоном и искривлением плоскостей решетки из-за продольной усадки).

Динамические процессы формирования объемных голограмм в ФПМ и других подобных материалах усугубляют искажения их угловой и спект-

ральной селективности, препятствуют достижению максимальной дифракционной эффективности и усиливают влияние шумовых решеток.

Для анализа свойств неоднородных и нестационарных брэгговских голограмм удобен матричный метод, позволяющий заменить пространственную структуру реальной объемной голограммы со сложным законом распределения показателя преломления совокупностью диэлектрических слоев, каждому из которых соответствует своя матрица перехода, связывающая компоненты электромагнитного поля на входе и выходе слоя, а умножение этих матриц дает матрицу, эквивалентную всей системе слоев. В случае объемных дифракционных решеток с малым количеством светорассеивающих элементов и ограниченной апертурой зондирующего пучка для анализа дифракции необходимо применять численные методы, в частности популярный в последнее время FDTD-метод.

Результаты работы могут быть полезны при разработке устройств голографической памяти, дифракционных решеток в спектральных приборах, отражательных голограмм в дисплеях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sharp D. N., Campbell M., Dedman E. R. et al.** Photonics crystals for the visible spectrum by holographic lithography // *Opt. and Quantum Electron.* 2002. **34**. P. 3.
2. **Toshiaki S., Viljanen J., Leppihalme M.** Integrated-optic wavelength multi- and demultiplexers using a chirped grating and an ion-exchanged waveguide // *Appl. Opt.* 1982. **21**, N 12. P. 2195.
3. **Chen A. G., Gao Q., Fan R. et al.** Holographic reflectors for enhanced LCDs // *SID'98 Digest.* 1998. P. 487.
4. **Ashley J., Bernal M.-P., Burr G. W. et al.** Holographic data storage // *IBM Journ. Res. Develop.* 2000. **44**, N 3.
5. **Bragg W. L.** Дифракция коротких электромагнитных волн на кристалле // *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 1912. **17**, N 43.
6. **Кольер Р., Беркхард К., Лин Л.** Оптическая голография. М.: Мир, 1973.
7. **Solymer L., Cooke D. J.** Volume Holography and Volume Gratings. London: Academic Press, 1981.
8. **Syms R. R. A.** Practical Volume Holography. Oxford: Clarendon Press, 1990.
9. **Shankoff T. A., Curran R. K.** Efficient, high resolution, phase diffraction gratings // *Appl. Phys. Lett.* 1968. **13**. P. 239.
10. **Денисюк Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // *ДАН СССР.* 1962. **144**, № 6. С. 1275.
11. **Kogelnik H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings // *Bell Syst. Techn. Journ.* 1969. **48**, N 9.
12. **Liu D., Tang W., Huang W., Liang Z.** Relationship between the diffraction efficiency of a reflection hologram and the thickness and absorption of the recording medium // *Opt. Eng.* 1992. **31**, N 4.
13. **Killat U.** Coupled wave theory of hologram gratings with arbitrary attenuation // *Opt. Commun.* 1978. **21**, N 1.
14. **Uchida M.** Calculation of diffraction efficiency in hologram gratings attenuated along the direction perpendicular to the grating vector // *Journ. Opt. Soc. Amer.* 1973. **63**. P. 280.

15. **Morozumi Sh.** Diffraction efficiency of hologram gratings with modulation changing through the thickness // *Jap. Journ. Appl. Phys.* 1976. **15**, N 10. P. 1929.
16. **Kubota T.** The bending of interference fringes inside a hologram // *Opt. Acta.* 1979. **26**, N 26. P. 731.
17. **Owen M. P., Solymar L.** Efficiency of volume phase reflection holograms recorded in an attenuating medium // *Opt. Commun.* 1980. **34**, N 3. P. 321.
18. **Au L. B., Newell J. C. W., Solymar L.** Non-uniformities in thick dichromated gelatin transmission gratings // *Journ. Mod. Opt.* 1987. **34**, N 9. P. 1211.
19. **Бабин С. А., Васильев Е. В., Ковалевский В. И. и др.** Методы и устройства тестирования голографических фотополимерных материалов // *Автометрия.* 2003. **39**, № 2. С. 57.
20. **Boyd J. E., Trentler T. J., Wahi R. K. et al.** Effect of film thickness on the performance of photopolymers as holographic recording materials // *Appl. Opt.* 2000. **39**, N 14. P. 2353.
21. **Frantz J. A., Kostuk R. K., Waldman D. A.** Model of noise-grating selectivity in volume holographic recording materials by use of Monte Carlo simulations // *JOSA A.* 2004. **21**, N 3. P. 378.
22. **Ulibarrena M., Carretero L., Madrigal R. et al.** Nonlinear effects on holographic reflection gratings recorded with BB640 emulsions // *Opt. Express.* 2003. **11**, N 16. P. 1917.
23. **Kermish D.** Nonuniform sinusoidally modulated dielectric gratings // *Journ. Opt. Soc. Amer.* 1969. **59**, N. 11.
24. **Rigord W. W.** Diffraction efficiency of nonsinusoidal Bragg reflection gratings // *Journ. Opt. Soc. Amer.* 1974. **64**, N 1.
25. **Baghdasaryan H. V., Karapetyan G. G., Avagyan S. I. et al.** Plane electromagnetic wave interaction with nonuniform Bragg gratings: non-traditional approach // 43rd Intern. Sci. Colloquium Techn. University of Ilmenau. 21–24 September, 1998.
26. **Суханов В. И., Петников А. Е., Ащеулов Ю. В.** Запись голограмм во встречных пучках на органическом материале РЕОКСАН // *Оптическая голография.* Л.: Наука, 1983. С. 56.
27. **Bramley E. N., Bos Ph. J.** Modeling volume holograms using Berreman 4 × 4 method // *Proc. SPIE.* 2001. **4296**. P. 282.
28. **Gambogi W. J., Mackara S. R., Trout T. J.** Diffractive printing methods using volume holograms // *Proc. SPIE.* 1993. **1914**. P. 145.
29. **Пен Е. Ф., Родионов М. Ю., Шелковников В. В.** Моделирование спектральных характеристик отражательных голограмм в фотополимерных материалах // *Изв. вузов. Сер. Физика.* 2001. **44**, № 10. С. 60.
30. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1970.
31. **Moharam M. G., Gaylord T. K.** Chain-matrix analysis of arbitrary-thickness dielectric reflection gratings // *Journ. Opt. Soc. Amer.* 1982. **72**, N 2.
32. **Sharlandjiev P., Todorov T.** Holographic mirrors – a thin-film optics approach // *Opt. and Quantum Electron.* 1985. **17**. P. 443.
33. **Zhou J., Tang W., Liu D.** Analysis of polarization of reflection volume holographic grating // *Opt. Commun.* 2001. **196**. P. 77.
34. **Taflove A., Hagness S. C.** Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Boston: Artech House, 2000.
35. **Wu Sh.-D., Glytsis E. N.** Finite-number-of-periods holographic gratings with finite-width incident beams: analysis using the finite-difference frequency-domain method // *JOSA A.* 2002. **19**, N 10. P. 2018.

36. **Pen E. F., Sinyukov A. M., Shelkovnikov V. V. et al.** Optical amplification in the photopolymer material // Proc. SPIE. 1993. **1806**. P. 140.
37. **Gallego S., Ortuño M., Neipp C. et al.** Temporal evolution of the angular response of a holographic diffraction grating in PVA/acrylamide photopolymer // Opt. Express. 2003. **11**, N 2. P. 181.
38. **Коваленко Е. С., Шарангович С. Н.** Динамическая дифракция на голографических решетках в фотополимерных материалах // Изв. вузов. Сер. Физика. 2001. **44**, № 10. С. 53.
39. **Родионов М. Ю., Пен Е. Ф.** Исследование угловой селективности неоднородных объемных голограмм в фотополимерном материале // Тр. Третьей междунар. конф. молодых ученых и специалистов «Оптика-2003». С.-Пб.: СПбГУ ИТМО, 2003. С. 220.
40. **Gambogi W. J., Weber A. M., Trout T. J.** Advances and applications of DuPont holographic photopolymers // Proc. SPIE. 1993. **2043**. P. 2.
41. **Герасимова Т. Н., Константинова А. В., Пен Е. Ф. и др.** Исследование голографических характеристик при записи объемных фазовых голограмм в фотополимерном материале // Автометрия. 1993. № 4. С. 23.
42. **Colburn W. S., Haines K. A.** Volume hologram formation in photopolymer materials // Appl. Opt. 1971. **10**, N 7.
43. **Piazzolla S., Jenkins B. K.** First-harmonic diffusion model for holographic grating formation in photopolymers // Journ. Opt. Soc. Amer. 2000. **17**, N 7.
44. **Pen E. F., Shelkovnikov V. V., Goulanian E. H. et al.** The method for the research of the dynamics of the spectral characteristics of the reflection holograms in photopolymer materials // Proc. SPIE. 2002. **4900**. P. 957.

*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,
E-mail: pen@iae.nsk.su*

*Поступила в редакцию
26 июля 2004 г.*