

Дифракция квазимонохроматических световых пучков на многослойных неоднородных голографических фотополимерных дифракционных структурах

Д.И. Дудник¹, С.Н. Шарангович¹

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Ленина 40, Томск, Россия, 634050

Аннотация. В работе представлена теоретическая модель дифракции квазимонохроматических световых пучков на пространственно-неоднородных многослойных дифракционных структурах, сформированных в фотополимерном материале голографическим способом. Данная модель учитывает неоднородности амплитудного профиля первой гармоники показателя преломления каждого слоя многослойной структуры. Модель представлена с использованием метода матриц перехода, компоненты которой являются решением уравнения связанных волн в частных производных.

1. Введение

В настоящее время, широкое применение находят оптические элементы на основе систем дифракционных решеток и волноводных каналов [1-4]. В связи с этим поиск новых материалов, перспективных с точки зрения формирования в них подобных структур и управления их оптическими свойствами, представляется весьма актуальным. Всё более широкое применение находят фотополимеризующиеся материалы (ФПМ).

Многослойные структуры представляют собой несколько объемных решеток, разделенных оптически однородными промежуточными слоями [5, 6]. Такие структуры характеризуются особыми свойствами, обусловленными интерференцией волн, восстановленных из каждой решетки, и предоставляют возможность управления видом селективного отклика. Многослойные голографические структуры имеют перспективу найти широкое применение в качестве элементов спектральных фильтров, сенсоров, межсоединений, мультиплексоров/демультиплексоров в оптических линиях связи [7, 8].

В работах [5, 8-11] представлены модели дифракции плоских волн на многослойных дифракционных структурах, которые учитывают лишь определенный вид однородности или не учитывают её совсем.

Целью данной работы является разработка теоретической модели дифракции квазимонохроматических световых пучков на многослойных неоднородных голографических дифракционных структурах (МНГДС), которая будет учитывать неоднородности амплитудного профиля гармоник показателя преломления каждого отдельного слоя.

2. Принятые приближения и ограничения

В данной работе рассматривается процесс считывания МНГДС произвольно поляризованным

монохроматическим световым пучком в пренебрежении остаточным поглощением ФПМ $E^0(\mathbf{r}, t)$.

Для данной модели принято, что дифракция световых пучков происходит на структурах, для которых закончились все процессы записи (весь мономер израсходован), т.е. падающий пучок не может изменить пространственный профиль показателя преломления структуры. Также, что апертура считывающего пучка $w \gg d$, где d – толщина одного слоя МНГДС. Состояние поляризации считывающего излучения однородно по апертуре.

Таким образом, процессы дифракции будут описываться в геометрооптическом приближении. Эффекты рассеяния оптического излучения в материале также приняты пренебрежимо малыми, для выполнения данного приближения рассматриваются образцы малой толщины. Рассмотрена дифракция только на основной пространственной гармонике показателя преломления дифракционной структуры, т.к. амплитуды высших гармоник экспоненциально убывают с увеличением их номера. При этом приведенный подход к описанию дифракции аналогичен для высших пространственных гармоник с заменой соответствующих амплитуд и углов дифракции.

3. Уравнения связанных волн

Пусть произвольно поляризованный квазимонохроматический световой пучок с амплитудным профилем $E^0(\omega, \mathbf{r})$, волновым вектором \mathbf{k}^0 и единичным комплексным вектором поляризации \mathbf{e}^0 падает на возмущенную наклонную ДС область ФПМ образца под углом θ_p к оси y [12]. Тогда, падающую квазиплоскую световую волну на границе раздела сред ($y=0$) суммы линейно-поляризованных пучков со взаимно ортогональными s и p поляризациями:

$$E^0(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\sum_{m=s,p} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}_0^m E_0^m(\omega, \mathbf{r}) \cdot \exp[i[(\omega_0 + \omega)t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}]] d\omega + \text{к.с.} \right], \quad (1)$$

где ω_0 – центральная частота; \mathbf{e}_0^m – единичный вектор поляризации; ($m=s,p$, индекс s соответствует волне поляризованной перпендикулярно плоскости дифракции YZ , индекс p соответствует волне поляризованной в плоскости дифракции YZ); $E_0^m(\omega, \mathbf{r}) = (\mathbf{e}^0 \cdot \mathbf{e}_0^m) E^0(\omega, \mathbf{r})$ – пространственное распределение комплексной амплитуды частотной Фурье-компоненты.

Геометрия дифракции на МНГДС представлена на Рисунке 1. E^0 – падающий (считывающий пучок). E_0^n, E_1^n прошедший и дифрагировавший в первый порядок пучки.

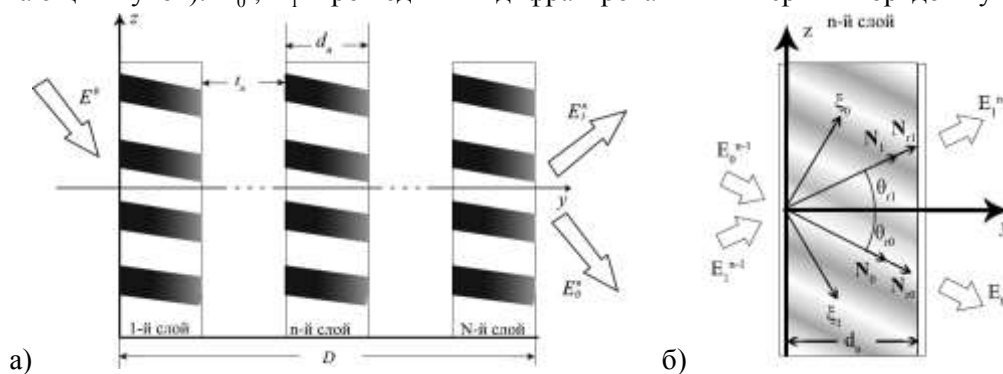


Рисунок 1. Схема дифракции: на МНГДС (а); на n -ом слое МНГДС (б).

Рассмотрим дифракцию на n -ом слое МНГДС, распределений дифрагирующих пучков на выходе которой, зависит от распределения дифрагирующих пучков на выходе предыдущего слоя. Световое поле E в каждом слое ДС в силу дифракции считывающего пучка E^0 (1) на пространственных гармониках решетки можно записать в виде суммы волн нулевого и первого порядков дифракции:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=0,1} \mathbf{E}_j = \frac{1}{2} \left\{ \sum_{m=s,p} \sum_j^{0,1} \int \mathbf{e}_j^m E_j^m(\omega, \mathbf{r}) \cdot \exp[i \cdot ((\omega_0 + \omega)t - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})] d\omega + \text{к.с.} \right\}, \quad (2)$$

каждый из которых представлен двумя составляющими вектора напряженности \mathbf{E}_j в соответствующем ортогональном поляризационном базисе, заданном двумя ортами \mathbf{e}_j^p и \mathbf{e}_j^s , лежащими в плоскости, перпендикулярной оси пучка \mathbf{E}_j . Здесь $E_j^m(\omega, \mathbf{r})$ – медленно меняющиеся функции координат и находятся из уравнений первого приближения ММА. $j=0$ соответствует проходящему пучку, $j=1$ – дифрагированному пучку на решетке с $\mathbf{K}_j = j \cdot \mathbf{K}_1$.

Напряженность электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в области взаимодействия описывается векторным волновым уравнением, следующим из уравнений Максвелла [12, 13]:

$$\text{rot rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\varepsilon(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)], \quad (3)$$

где возмущение диэлектрической проницаемости ε представляется в виде:

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 + 0.5 \cdot n_{st} \left[n_0(\mathbf{r}) + n_1(\mathbf{r}) \cdot e^{i\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r}} \right], \quad (4)$$

где $\varepsilon_0 = n_{st}^2 \cdot \hat{\mathbf{I}}$ – невозмущенный тензор диэлектрической проницаемости, $n_1(y)$ – определяются полученными решениями для процесса записи ГДС [14], $\hat{\mathbf{I}}$ – единичный вектор.

Следуя методу ММА, в рассматриваемом случае брэгговской дифракции световых пучков на ДС в оптически неоднородном слое ФПМ, амплитуды $E_j^m(\mathbf{r})$ взаимодействующих волн определяются двумя системами уравнений связанных волн (УСВ) в частных производных [12, 15]:

$$\begin{cases} \mathbf{N}_{r_0}^m \cdot \nabla E_0^m(\mathbf{r}) = -iC_1^m E_1^m(\mathbf{r}) n_n(\mathbf{r}) \exp(+i\Delta\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{N}_{r_1}^m \cdot \nabla E_1^m(\mathbf{r}) = -iC_0^m E_0^m(\mathbf{r}) n_n(\mathbf{r}) \exp(-i\Delta\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \end{cases}, \quad (5)$$

где $E_j^m(\mathbf{r})$ – амплитудные профили пучков; $\mathbf{N}_{r_{0,1}}^m$ – групповые нормали; $\mathbf{E}_j(\mathbf{r}) = \mathbf{N}_{r_{0,1}}^m \cdot E_j^m(\mathbf{r})$; C_j^m – амплитудные коэффициенты связи; $n_n(\mathbf{r})$ – нормированный амплитудный профиль показателя преломления структуры; $\Delta\mathbf{K}$ – вектор фазовой расстройки.

Входящие в (5) амплитудные коэффициенты связи определяются как:

$$\begin{aligned} C_0^m &= \frac{1}{4} \frac{\omega}{c n_0^m} \mathbf{e}_1^m \cdot \Delta\varepsilon(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{e}_0^m \\ C_1^m &= \frac{1}{4} \frac{\omega}{c n_1^m} \mathbf{e}_0^m \cdot \Delta\varepsilon(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{e}_1^m \end{aligned}, \quad (6)$$

где ω – угловая частота световых волн; n_j^m – показатели преломления; \mathbf{e}_j^m – единичные векторы поляризации пучков; $\Delta\varepsilon(\mathbf{r}, t)$ – амплитуда основной гармоники возмущения тензора диэлектрической проницаемости, обусловленного записью.

Для произвольного времени записи результирующий нормированный пространственный профиль амплитуды первой гармоники $n_1(\mathbf{r}) = n_1(y)$ в каждом слое может быть неоднородным в силу условий записи. Таким образом, неоднородность должна быть учтена при решении дифракционной задачи. Зависимость профиля показателя преломления вдоль оси y возможно аппроксимировать функцией специального вида аналогично [16]:

$$n_1(y, c, s, t) = ch^{-1} [c(sy - t)], \quad (7)$$

где параметры c , s , t определяют, соответственно, степень неоднородности, асимметрии, смещения в каждом слое и задаются путем минимизации функционала среднеквадратического отклонения аппроксимирующей функции (7) от сформированного профиля, промоделированного и представленного в [14].

На рисунке 2 представлены наиболее характерные варианты неоднородностей профиля $n_1(y)$ показателя преломления ДС, формируемые в процессе записи МНГДС [14]:

куполообразный (кривая 1), спадающий (кривая 2), возрастающий (кривая 3), однородный (кривая 4). Стоит отметить, что функция (7) позволяет аппроксимировать все возможные типы профиля.

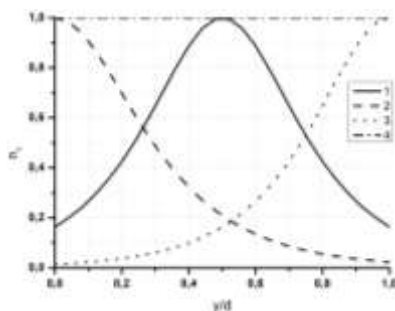


Рисунок 2. Характерные варианты неоднородностей профиля $n_1(y)$ в одном слое МНГДС.

4. Амплитудные профили дифракционного поля на выходе n-го слоя

В соответствии с [15, 16] амплитудные профили дифрагирующих пучков на выходе образца в ближней зоне удобно представить в апертурных координатах ξ_0, ξ_1 (Рисунок 1).

Уравнения преобразования координат имеют вид [13] (индекс m опущен):

$$\xi_0 = -\eta_0 y + \nu_0 z, \quad \xi_1 = \eta_1 y - \nu_1 z, \quad (8)$$

где $\nu_j = N_{rj} \cdot y_0$, $\eta_j = N_{rj} \cdot z_0$.

Решения уравнений (5) в каждом слое могут быть найдены в аналитическом виде методом Римана аналогично [17, 18] в апертурных координатах (ξ_0, ξ_1) и представлены в виде рекуррентных соотношений, с помощью которых последовательно можно описать процесс образования пространственных профилей $E_0^{m,n}(\xi)$ и $E_1^{m,n}(\eta)$ на выходе каждого n-го слоя, через распределения $E_0^{m,n-1}(\xi)$ и $E_1^{m,n-1}(\eta)$ на его входе.

$$E_0^{m,n}(\xi) = E_0^{m,n-1}\left(-\frac{\xi}{\nu_1}\right) - i \frac{C_1 d_n}{2\nu_0} \int_{-1}^{+1} \exp\left[i \frac{\Delta K d_n}{2}(1-q)\right] \left[\cosh^{-1}[c(s(1-q)/2-t)] \times {}_2F_1(-\alpha, \alpha; 1; w) \times \right. \\ \left. \times E_1^{m,n-1}\left(\frac{\xi - \delta(1-q)}{\nu_0}\right) - i \frac{C_0 d_n}{2\nu_1} A \cdot \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] \times {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) E_0^{m,n-1}\left(\frac{\xi - \delta(1-q)}{\nu_0}\right) \right] dq, \quad (9)$$

$$E_1^{m,n}(\eta) = E_1^{m,n-1}\left(-\frac{\eta}{\nu_1}\right) - i \frac{C_0 d_n}{2\nu_1} \int_{-1}^{+1} \exp\left[-i \frac{\Delta K d_n}{2}(1-q)\right] \left[\cosh^{-1}[c(s(1-q)/2-t)] \times {}_2F_1(-\alpha, \alpha; 1; w) \times \right. \\ \left. \times E_0^{m,n-1}\left(\frac{\delta(1-q)}{\nu_0} - \frac{\eta}{\nu_1}\right) - i \frac{C_1 d_n}{2\nu_0} A \cdot \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] \times {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) E_1^{m,n-1}\left(\frac{\delta(1-q)}{\nu_0} - \frac{\eta}{\nu_1}\right) \right] dq, \quad (10)$$

где ${}_2F_1(a, b, c; z)$ – гипергеометрическая функция Гаусса; $w = \frac{\sinh[cs(1-q)/2] \sinh[cs(1+q)/2]}{\cosh[ct] \cosh[c(s-t)]}$;

$A = (cs \cdot \cosh[ct] \cosh[c(s-t)])^{-1}$; $\alpha = b_j^m$; $b_j^m = \frac{d_n \cdot C_j^m}{\sqrt{\nu_0 \nu_1}}$; $\delta = d_n(\eta_1 \nu_0 - \eta_0 \nu_1 / 2\nu_1)$; d_n – толщина n-го слоя; $\eta_j = \pm \sin \theta_{rj}$; $\nu_j = \cos \theta_{rj}$; θ_{rj} – углы между групповыми нормальными \mathbf{N}_{rj}^m и осью y (рис1); C_j^m – коэффициенты связи; параметры c, s, t берутся для каждого слоя, согласно аппроксимирующей функции (7).

В итоге, пространственные распределения векторных световых полей в нулевом и первом дифракционных порядках на выходе n-го слоя МНГДС определяются следующими выражениями [15, 16]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0^n(\xi) &= \mathbf{e}_0^{s,n} E_0^{s,n}(\xi) \exp[-i\mathbf{k}_0^n \cdot \mathbf{r}] + \mathbf{e}_0^{p,n} E_0^{p,n}(\xi) \exp[-i\mathbf{k}_0^n \cdot \mathbf{r}], \\ \mathbf{E}_1^n(\eta) &= \mathbf{e}_1^{s,n} E_1^{s,n}(\eta) \exp[-i\mathbf{k}_1^n \cdot \mathbf{r}] + \mathbf{e}_1^{p,n} E_1^{p,n}(\eta) \exp[-i\mathbf{k}_1^n \cdot \mathbf{r}]. \end{aligned} \quad (11)$$

Полученные решения (3.4.11) полностью определяют как амплитудные, так и поляризационные параметры дифракционных полей на выходе n -го слоя МНГДС.

5. Дифракционное поле на выходе МНГДС

Для определения дифракционного светового поля на выходе МНГДС, состоящей из N ГДС на основе ФПМ, которые разделены $N-1$ промежуточными слоями, воспользуемся матричным методом описания преобразования плоских световых волн в многослойных средах.

Для этого перейдем от амплитудных распределений частотных фурье-компонент дифрагирующих пучков (9), (10) к их угловым спектрам (УС)::

$$E_j(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} E_j(l) \exp[ik_j l \theta] dl, \quad (12)$$

где $l = \xi_0, \xi_1$, а угол θ характеризует направление плосковолновых компонент $E_j(\theta)$ относительно волновых нормалей.

В результате процесс преобразования частотно-угловых спектров (ЧУС) взаимодействующих световых полей 0-го и 1-го дифракционных порядков в n -м слое МНГДС толщиной d_n представляется в виде

$$\mathbf{E}^n = \mathbf{T}^n \times \mathbf{E}^{n-1}, \quad (13)$$

где введены обозначения:

$$\mathbf{E}^n = \begin{bmatrix} E_0^n(\omega, \theta) \\ E_1^n(\omega, \theta) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^{n-1} = \begin{bmatrix} E_0^{n-1}(\omega, \theta) \\ E_1^{n-1}(\omega, \theta) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T}^n = \begin{bmatrix} T_{00}^n(\omega, \theta) & T_{10}^n(\omega, \theta) \\ T_{01}^n(\omega, \theta) & T_{11}^n(\omega, \theta) \end{bmatrix}.$$

Здесь \mathbf{T}^n – матричная передаточная функция (матрица перехода) n -го слоя МНГДС; $E_i^{n-1}(\omega, \theta)$, $E_i^n(\omega, \theta)$ – ЧУС на входе и выходе n -го слоя.

Компоненты матрицы перехода \mathbf{T}^n определяются выражениями:

$$T_{00}(\theta) = 1 - \frac{b_0^{m2}}{2} A \int_{-1}^{+1} \exp\left[i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q)\right] \times \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] \cdot {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \quad (14)$$

$$T_{01}(\theta) = -i \frac{b_0^m}{2} \sqrt{\frac{v_1}{v_0}} \int_{-1}^{+1} \exp\left[-i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q)\right] \times \cosh^{-1}[c(s(1-q)/2-t)] \cdot {}_2F_1(-\alpha, \alpha, 1; w) dq, \quad (15)$$

$$T_{10}(\theta) = -i \frac{b_1^m}{2} \sqrt{\frac{v_0}{v_1}} \int_{-1}^{+1} \exp\left[-i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q)\right] \times \cosh^{-1}[c(s(1-q)/2-t)] \cdot {}_2F_1(-\alpha, \alpha, 1; w) dq, \quad (16)$$

$$T_{11}(\theta) = 1 - \frac{b_1^{m2}}{2} A \int_{-1}^{+1} \exp\left[i \frac{\Delta K^m d_n}{2} (1-q)\right] \times \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] \cdot {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq. \quad (17)$$

Следует отметить, что в частном случае взаимодействия плоских волн в МНГДС на основе ГДС с однородными профилями $n_1(y)$, компоненты T_{ij} матрицы перехода \mathbf{T}^n , определенными выражениями (14)- (17), переходит в известные [7].

В МНГДС промежуточный слой толщиной t_n (рис. 1а) дает фазовый набег, и если считать, что показатель преломления промежуточного слоя равен показателю преломления голограммы, то матрица перехода \mathbf{A}^n для такого слоя будет выглядеть следующим образом:

$$\mathbf{A}^n = \begin{bmatrix} \exp(-i(\mathbf{k}_1^n \cdot \mathbf{y}_0)t_n) & 0 \\ 0 & \exp(-i(\mathbf{k}_0^n \cdot \mathbf{y}_0)t_n) \end{bmatrix}.$$

Перемножив матрицы перехода всех слоев, можно получить связь между входным полем \mathbf{E}_0 и дифракционным полем \mathbf{E}^N на выходе МНГДС толщиной D :

$$\mathbf{E}^N = \mathbf{T} \times \mathbf{E}_0, \quad (18)$$

где $\mathbf{T} = \mathbf{T}^N \times \mathbf{A}^{N-1} \times \mathbf{T}^{N-1} \times \dots \times \mathbf{A}^n \times \mathbf{T}^n \times \dots \times \mathbf{A}^1 \times \mathbf{T}^1$
 – матричная передаточная функция (матрица перехода) всей МНГДС;

$$D = \sum_{n=1}^N d_n + \sum_{n=1}^{N-1} t_n, \quad \mathbf{E}_0 = \begin{bmatrix} E_0(\omega, \theta) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad E_0(\omega, \theta) \text{ – ЧУС падающего на МНГДС}$$

квазимонохроматического светового пучка, определенный выражениями (1) и (12).

6. Дифракционные свойства МНГДС

Дифракционную эффективность всей структуры в первом порядке определим как отношение потока энергии дифрагированного пучка к потоку энергии считывающего пучка в направлении нормали к границе раздела сред (вдоль оси y). Учитывая, что каждой монохроматической плоской волне с комплексной векторной амплитудой \mathbf{E}_j^N можно сопоставить вектор Пойтинга \mathbf{S}_j^N , и интегрирую по всем плоскостным компонентам соответствующих ЧУС, запишем выражение для дифракционной эффективности МНГДС в виде:

$$\eta_d = (\mathbf{S}_1^N \cdot \mathbf{y}_0) / (\mathbf{S}_0 \cdot \mathbf{y}_0), \quad (19)$$

где \mathbf{y}_0 – единичный вектор вдоль оси y , \mathbf{N}_j – нормаль вдоль оси j -го пучка (рис.1б),

$$\mathbf{S}_1^N = \mathbf{N}_1 \frac{c^2}{(2\pi)^2} \iint (\mathbf{E}_1^N \cdot \mathbf{E}_1^{N*}) d\omega d\theta, \quad \mathbf{S}_0 = \mathbf{N}_0 \frac{c^2}{(2\pi)^2} \iint (\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_0^*) d\omega d\theta.$$

Выражения (14) - (19) создают математическую основу для расчета селективных свойств МНГДС, а именно: зависимости дифракционной эффективности от угла падения и центральной частоты считывающего пучка. Для этого в (14) - (17) необходимо воспользоваться зависимостями модуля вектора фазовой расстройки ΔK от θ , $\Delta\theta$, и ω с учетом дисперсии показателя преломления ФПМ в явном виде, аналогично [17].

7. Заключение

Таким образом, в работе представлена теоретическая модель дифракции квазимонохроматических световых пучков на пропускающих МНГДС с учетом пространственной неоднородности амплитудного профиля первой гармоники показателя преломления, возникающей в процессе голографического формирования решеток в фотополимерном материале. Представленные аналитические решения описывают эволюцию пространственных профилей световых пучков и их частотно-угловых спектров при дифракции на МНГДС. Полученные решения позволяют рассчитать поляризационные и дифракционные характеристики (дифракционную эффективность и селективные свойства) МНГДС, состоящей из разделенных промежуточными слоями объемных неоднородных пропускающих голограмм.

8. Благодарности

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения Госзадания на 2020 год.

9. Литература

- [1] Nordin, G.P. Diffraction properties of stratified volume holographic optical elements / G.P. Nordin, R.V. Johnson, A.R. Tanguay // Journal of the Optical Society of America A. – 1992. – Vol. 9(4). – P. 2206-2217.
- [2] Hesselink, L. Analysis of photorefractive stratified volume holographic optical elements // Journal of the Optical Society of America B. – 1994. – Vol. 11(9). – P. 1800-1808.
- [3] Устюжанин, С.В. Динамически управляемые дифракционные структуры на основе фотополимерных жидкокристаллических материалов для оптических систем связи: дис. кан. физ.-мат. наук. – Томск, 2013. – 176 с.
- [4] Aabbate, G. Optical Characterization of Polycrystalline Gratings / G. Aabbate, A. Marino, F. Vita // Acta Physica Polonica A. – 2003. – Vol. 103. – P. 177-186.

- [5] Пен, Е.Ф. Свойства многослойных неоднородных голографических структур / Е.Ф. Пен, М.Ю. Родионов // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 10. – С. 919-924.
- [6] Malallah, R. Improving the uniformity of holographic recording using multilayer photopolymer Part I Theoretical analysis / R. Malallah, H. Li, Y. Qi, D. Cassidy, I. Muniraj, N. Al-Attar, J.T. Sheridan // Journal of the Optical Society of America A. – 2019. – Vol. 36(3). – P. 320-334.
- [7] Nordin, G.P. Photopolymer-based stratified volume holographic optical elements / G.P. Nordin, A.R. Tanguay // Optics Letters. – 1992. – Vol. 17(23). – P. 1709-1711.
- [8] Aimin, Y. Bragg diffraction of multilayer volume holographic gratings under ultrashort laser pulse readout / Y. Aimin, L. Liren, Z. Yanan, S. Jianfeng // Journal of the Optical Society of America A. – 2008. – Vol. 26(1). – P. 135-141.
- [9] Yan, X. Influence of buffer layer and grating layer on diffraction of multilayer volume holographic grating / X. Yan, X. Wang, Y. Chen // Applied Physics B. – 2019. – Vol. 125(5). – P. 1-8.
- [10] Wang, S.S. Multilayer waveguide-grating filters / S.S. Wang, R. Magnusso // Applied optics. – 1995. – Vol. 34(14). – P. 2414-2420.
- [11] Yan, X. Generation of individually modulated femtosecond pulse string by multilayer volume holographic gratings / X. Yan, L. Gao, X. Yang, Y. Dai, Y. Chen, G. Ma // Optics Express. – 2014. – Vol. 22(21). – P. 26128-261140.
- [12] Устюжанин, С.В. Дифракция света на структурах, сформированных голографическим методом в ФПМ-ЖК материалах / С.В. Устюжанин, В.Г. Миргород, Б.Ф. Ноздревых, С.Н. Шарангович // Физика наукоемких технологий. Выпуск 2. Сборник научных статей. Учебное пособие для адъюнктов и курсантов Военного Научного Общества – Иркутск: ИВВАИУ, 2008. – С. 240-246.
- [13] Федоров, Ф.И. Оптика анизотропных сред – М.: Едиториал УРСС, 2004.
- [14] Дудник, Д.И. Влияние фотоиндуцированного изменения оптического поглощения на формирование многослойных неоднородных голографических дифракционных структур на основе фотополимерных материалов / Д.И. Дудник, С.Н. Шарангович // Квантовая электроника: материалы XII Междунар. науч.-техн. конф. – Минск: РИВШ, 2019. – С. 26-27.
- [15] Устюжанин, С.В. Векторная модель дифракции света на электрически-управляемых неоднородных дифракционных структурах в фотополимеризующихся жидкокристаллических композиционных материалах / С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Доклады Томского Государственного Университета Систем Управления и Радиоэлектроники. – 2007. – Т. 16, № 2. – С. 192-197.
- [16] Ноздревых, Б.Ф. Дифракционные характеристики пропускающих неоднородных фотонных структур в фотополимеризующихся жидкокристаллических композиционных материалах / Б.Ф. Ноздревых, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Доклады ТУСУРа. – 2010. – Т. 8, № 1. – С. 109-117.
- [17] Шарангович, С.Н. Трехмерная брэгговская дифракция квазихроматических световых пучков на амплитудно-неоднородном акустическом поле в анизотропной среде // Радиотехника и электроника. – 1995. – Т. 40, № 5. – С. 1121-1122.
- [18] Шарангович, С.Н. Трехмерная дифракция света на ультразвуке в оптически неоднородных кристаллах // Радиотехника и электроника. – 1996. – Т. 41, № 8. – С. 1-12.
- [19] Sharangovich, S. Experimental determination and optimization of parameters of holographic recording in photopolymers with light-induced changing of optical absorption / S. Sharangovich, E. Dovolnov // Proc. SPIE "Organic Optoelectronics and Photonics". – 2004. – Vol. 5464. – P.411-420.

Diffraction of quasimonochromatic light beams on multilayer inhomogeneous photopolymer holographic diffraction structures

D.I. Dudnik¹, S.N. Sharangovich¹

¹Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Lenina 40, Tomsk, Russia, 634050

Abstract. A theoretical model of quasimonochromatic light beams diffraction by spatially inhomogeneous transmitting multilayer diffraction structures formed in a photopolymer material by a holographic method is presented in this work. This model takes into account the heterogeneity of the amplitude profile of the first harmonic of the refractive index of each layer of the multilayer structure. The model is presented using method of a transfer matrixes whose components are the solutions of the coupled waves equations of partial derivatives.