

Трехмерная негармоническая модель формирования неоднородных голографических дифракционных структур в фотополимерно–жидкокристаллических композициях

А. О. Семкин,^{*} С. Н. Шарангович[†]

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
радиотехнический факультет,
кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, д. 40

В работе приведена трехмерная теоретическая модель записи голографических дифракционных структур в фотополимерно–жидкокристаллических композициях. Разработанная модель учитывает анизотропию оптических свойств материала, амплитудно-фазовую неоднородность профиля формируемой структуры, а также нелинейность процесса записи. По результатам численного моделирования показана сложная пространственно-временная зависимость амплитудных профилей высших пространственных гармоник показателя преломления материала.

PACS: 42.40.Ht, 42.40.Eq, 42.40.Lx, 42.70.Df, 42.70.Jk, 42.70.Ln

УДК: 535.421, 544.252.

Ключевые слова: полимер, жидкий кристалл, фотополимерно–жидкокристаллические материалы, голографические дифракционные структуры.

Разработанные на сегодняшний день трехмерные модели формирования голографических дифракционных структур (ГДС) в фотополимеризующихся композициях [1, 2], в том числе фотополимерно–жидкокристаллических (ФПМ–ЖК) [3], учитывают неоднородность амплитудного и фазового профиля записываемого поля, однако не учитывают значительную степень нелинейности процесса записи. С другой стороны, известные трехмерные модели нелинейного процесса формирования ГДС [4, 5] не предполагают запись структуры неоднородным полем.

Целью данной работы является разработка трехмерной теоретической модели записи ГДС в ФПМ–ЖК, учитывающей как неоднородность профиля структуры, так и высшие пространственные гармоники изменения показателя преломления.

Тензор диэлектрической проницаемости возмущенного ФПМ–ЖК имеет вид:

$$\hat{\epsilon}(\mathbf{r}, t) = (1 - \rho) \left[\epsilon_p \cdot \hat{I} + \sum_{m=o,e} \Delta \hat{\epsilon}_p^m(\mathbf{r}, t) \right] + \rho \left[\hat{\epsilon}_{lc} + \sum_{m=o,e} \Delta \hat{\epsilon}_{lc}^m(\mathbf{r}, t) \right], \quad (1)$$

где ρ — объемная доля ЖК; \hat{I} — единичный тензор; $\epsilon_p = (n_p)^2$ — диэлектрическая проницаемость фотополимера; $\hat{\epsilon}_{lc} = \epsilon^o \cdot \hat{I} + (\epsilon^o - \epsilon^e) \cdot \mathbf{C}\mathbf{C}$ — тензор диэлектрической проницаемости ЖК; ϵ^o, ϵ^e — компоненты тензора, измеренные при продольной и поперечной ориентации директора ЖК \mathbf{C} соответственно; $m = o, e$ соответствует дифракционным структурам, формиру-

емым в образце обыкновенными и необыкновенными волнами соответственно.

Изменения тензора, обусловленные фотополимеризационным $\Delta \hat{\epsilon}_p^m(\mathbf{r}, t)$ и диффузионным $\Delta \hat{\epsilon}_{lc}^m(\mathbf{r}, t)$ процессами соответственно, представим в виде суммы пространственных гармоник [6]:

$$\Delta \hat{\epsilon}_p^m(\mathbf{r}, \tau) = \sum_{i=0}^H \Delta \hat{\epsilon}_{pi}^m(\mathbf{r}, \tau) \cos(i \cdot \mathbf{K}_1^m \cdot \mathbf{r}), \quad (2)$$

$$\Delta \hat{\epsilon}_{lc}^m(\mathbf{r}, \tau) = \sum_{i=0}^H \Delta \hat{\epsilon}_{lci}^m(\mathbf{r}, \tau) \cos(i \cdot \mathbf{K}_1^m \cdot \mathbf{r}),$$

где $\tau = t/T_m$ — относительное время; T_m — характерное время диффузии, \mathbf{K}_1^m — векторы решеток, а амплитуды гармоник диэлектрической проницаемости связаны с амплитудами гармоник показателя преломления следующим образом [6]:

$$\Delta \hat{\epsilon}_{pi}^m(\mathbf{r}, \tau) = 2n_p \Delta n_{pi}^m(\mathbf{r}, \tau) \cdot \hat{I},$$

$$\Delta \hat{\epsilon}_{lci}^o(\mathbf{r}, \tau) = 2n_{lc}^o \Delta n_{lci}^o(\mathbf{r}, \tau) \cdot \hat{I},$$

$$\Delta \hat{\epsilon}_{lci}^e(\mathbf{r}, \tau) = 2(n_{lc}^o \Delta n_{lci}^o(\mathbf{r}, \tau) - n_{lc}^e \Delta n_{lci}^e(\mathbf{r}, \tau)) \cdot \mathbf{C}\mathbf{C}, \quad (3)$$

где n_p — невозмущенное значение показателя преломления полимерной составляющей образца, $n_{lc}^e = \sqrt{\epsilon^e}$, $n_{lc}^o = \sqrt{\epsilon^o}$; $\Delta n_{lci}^m(\mathbf{r}, \tau)$, $\Delta n_{pi}^m(\mathbf{r}, \tau)$ — амплитуды гармоник показателя преломления ЖК и полимера.

Используя методику, описанную в [7], запишем кинетические уравнения для амплитуд гармоник показателя преломления ($i = 0, \dots, H$):

$$\frac{\partial \Delta n_{pi}^m(\mathbf{r}, \tau)}{\partial \tau} M_n = -\delta n_p \cdot \sum_{l=0}^H a_{i,l}^m(\mathbf{r}, \tau) M_l^m(\mathbf{r}, \tau), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Delta n_{lci}^m(\mathbf{r}, \tau)}{\partial \tau} M_n = \delta n_d \cdot i^2 M_i^m(\mathbf{r}, \tau), \quad (5)$$

^{*}E-mail: a.o.semkin@gmail.com

[†]E-mail: shr@tusur.ru

где M_n — начальная концентрация мономера; $M_i^m(\mathbf{r}, \tau)$ — амплитуды гармоник концентрации мономера, $\delta n_p, \delta n_d$ — коэффициенты, описывающие вклад

соответственно фотополимеризации и диффузии в процесс записи ГДС, а также введена матрица коэффициентов [7]:

$$a_{j,l}^m(\mathbf{r}, \tau) = - \left\{ \begin{array}{cccccccc} e_1^m & e_2^m & e_3^m & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 \\ 2e_2^m & e_{11}^m & e_2^m & e_3^m & 0 & \cdot & 0 & 0 \\ 2e_3^m & e_2^m & e_1^m & e_2^m & e_3^m & \cdot & 0 & 0 \\ 0 & e_3^m & e_2^m & e_1^m & e_2^m & \cdot & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e_3^m & e_2^m & e_1^m & \cdot & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & e_1^m & e_2^m \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & e_2^m & e_1^m \end{array} \right\}, \quad \begin{array}{l} e_1^m = \frac{2^k}{b_s^m} \left(1 + k(k-1)m_s^{m^2}/4 \right), \\ e_{11}^m = \frac{2^k}{b_s^m} \left(1 + 3k(k-1)m_s^{m^2}/4 \right), \\ e_2^m = \frac{2^k}{b_s^m} \frac{km_s^m}{2}, \\ e_3^m = \frac{2^k}{b_s^m} k(k-1)m_s^{m^2}/8, \\ m_s^m = m^m(\mathbf{r}, \tau), b_s^m = b^m(\mathbf{r}, \tau), \end{array} \quad (6)$$

где параметр $b^m(\mathbf{r}, \tau) = T_p^m(\mathbf{r}, \tau) / T_m(\mathbf{r})$ характеризует соотношение характерных времен фотополимеризационного $T_p^m(\mathbf{r}, \tau)$ и диффузионного $T_m(\mathbf{r})$ процессов.

В (4)–(6) пространственное распределение амплитудных профилей решеток входит в $T_p^m(\mathbf{r}, \tau)$, а соответствующее распределение фазовых профилей входит в $T_m(\mathbf{r})$ и представлено в виде разложения в ряд Тейлора [1, 2]:

$$\varphi^m(\mathbf{r}) = \varphi_{st}^m + \varphi^{m'} \cdot x + 0.5\varphi^{m''} \cdot x^2, \quad (7)$$

тогда $T_m(\mathbf{r}) = T_m \cdot \left(1 + \varphi^{m''} \cdot x / \varphi^{m'} \right)^{-2}$.

Далее, пользуясь методикой, описанной в [7], можно найти решение систем уравнений (4), (5) для пространственных гармоник:

$$\begin{aligned} n_{pi}^m(\mathbf{r}, \tau) &= \delta n_p \cdot \sum_{i=0}^H a_{i,l}^m(\mathbf{r}, \tau) \times \\ &\times \sum_{p=0}^H A_{i,p}^m(\mathbf{r}, \tau) \frac{\exp(\lambda_p^m(\mathbf{r}) \cdot \tau) - 1}{\lambda_p^m(\mathbf{r})} \\ n_{ci}^m(\mathbf{r}, \tau) &= \delta n_d \cdot i^2 \sum_{p=0}^H A_{i,p}^m(\mathbf{r}, \tau) \frac{\exp(\lambda_p^m(\mathbf{r}) \cdot \tau) - 1}{\lambda_p^m(\mathbf{r})}, \end{aligned} \quad (8)$$

где обозначения и методика поиска коэффициентов $A_{i,p}^m(\mathbf{r}, \tau)$, $\lambda_p^m(\mathbf{r})$ приведена в [7].

Таким образом, уравнения (8) представляют собой общее решение нелинейного процесса голографического формирования ГДС в ФПМ–ЖК с учетом ее амплитудно–фазовой неоднородности.

Для оценки влияния неоднородности ГДС на кинетику ее формирования с учетом различной степени

нелинейности процесса записи представим параметр $b^m(\mathbf{r}, \tau)$ в виде:

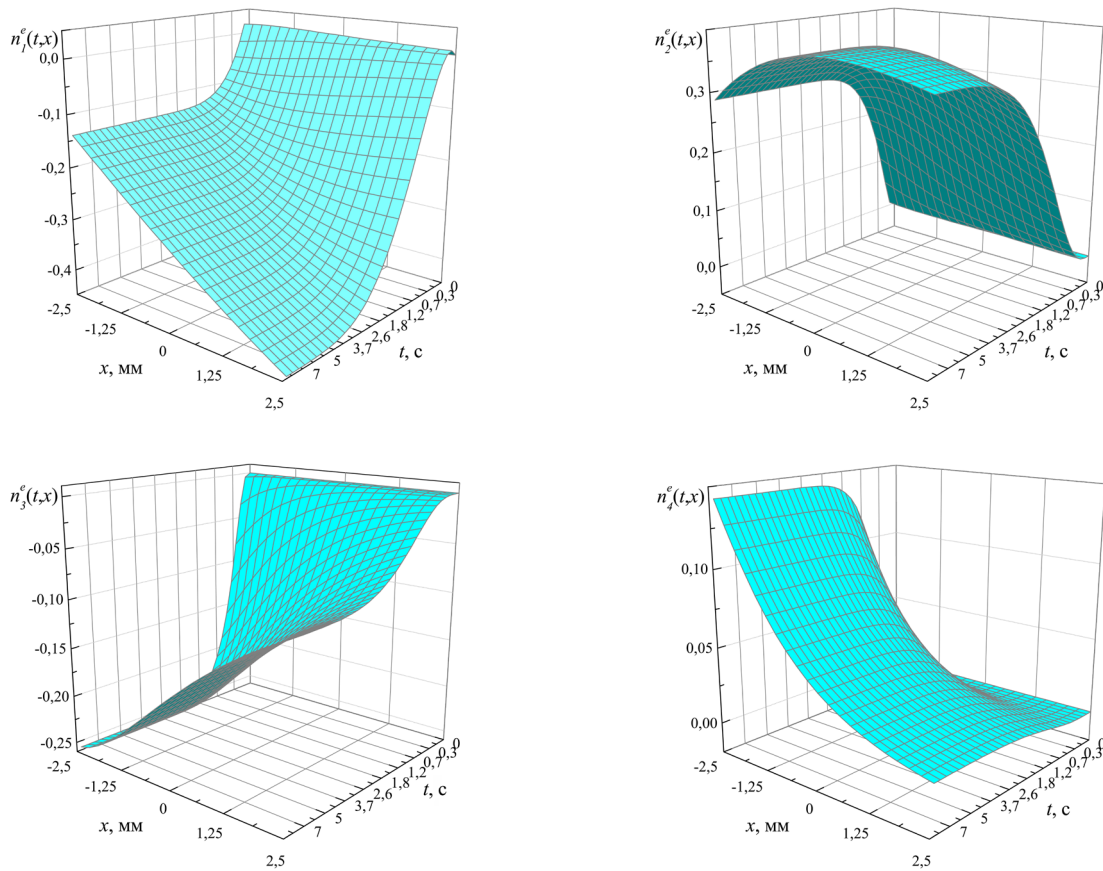
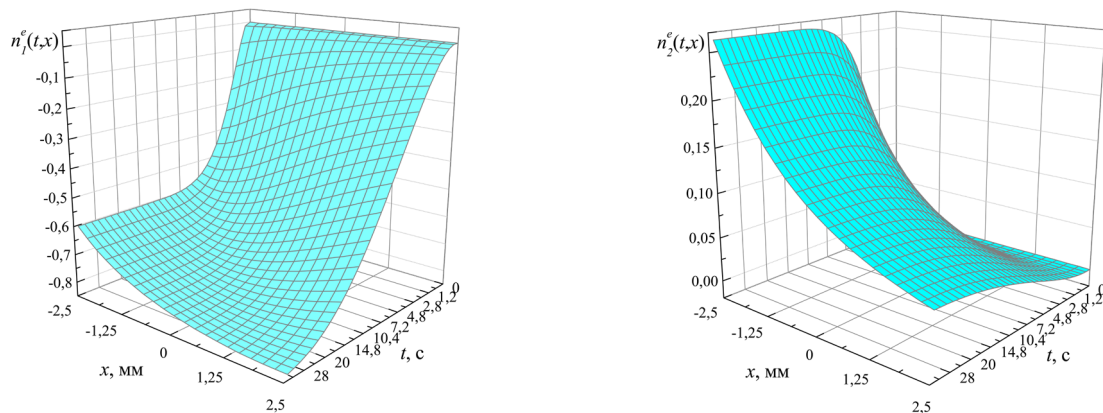
$$b^m(\mathbf{r}, \tau) = b^m \cdot f(\mathbf{r}, \tau), \quad (9)$$

где b^m — значение параметра в центре образца, а $f^m(\mathbf{r}, \tau)$ учитывает амплитудно–фазовую неоднородность ГДС.

Проведем численное моделирование кинетики формирования ГДС двумя пучками с равномерными амплитудными профилями, без учета затухания. Поляризация пучков совпадает с необыкновенными волнами. Фазовый профиль формируемой ГДС описывается выражением (7), при этом $0.5\varphi^{e''} = 6.8 \cdot 10^8$. Длина волны записи $\lambda = 0,633$ мкм, углы падения (в воздухе) $\theta_0 = \theta_1 = 10^\circ$.

На рис. 1, 2 приведены результаты моделирования амплитудных профилей гармоник вида $n_i^m(\mathbf{r}, \tau) = n_{ci}^m(\mathbf{r}, \tau) + n_{pi}^m(\mathbf{r}, \tau)$, рассчитанных по выражению (8). Поскольку параметр $b^m(\mathbf{r}, \tau)$ характеризует степень нелинейности процесса записи [1, 6, 7], моделирование будем проводить для двух характерных значений $b^e = 0.25$ (наблюдается четыре гармоники, рис. 1) и $b^e = 5$ (наблюдается две гармоники, рис. 2).

Из рис. 1, 2 видно, что квадратичный фазовый профиль ГДС (7), соответствующий линейно изменяющемуся периоду структуры, приводит к изменению профилей пространственных гармоник вдоль оси x . Таким образом, в каждой точке образца амплитуда изменения показателя преломления будет различной, что напрямую влияет на дифракционные характеристики ГДС. Стоит также отметить, что наиболее сильно зависимость проявляется для высших гармоник, что говорит об изменении степени нелинейности процесса записи в каждой точке образца.

Рис. 1: Амплитудные профили гармоник показателя преломления при $b^e = 0.25$ Рис. 2: Амплитудные профили гармоник показателя преломления при $b^e = 5$

Учет поглощения света материалом, а также амплитудной неоднородности записывающего поля в выражениях (8) приведет к сложным трехмерным профилям пространственных гармоник, позволяющим рассчитать изменение показателя преломления в каждой точке образца. Таким образом, в работе получена трехмерная теоретическая модель формирования ГДС в ФПМ–ЖК, учитывающая анизотропию оптических

свойств материала, ангармонический характер формируемой структуры и амплитудно-фазовую неоднородность записывающего поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках базовой (проект № 3642) и проектной (проект № 3.878.2014/К) частей Госзадания.

- [1] Довольнов Е. А., Шарангович С. Н. Изв. вузов. Физика. **48**, № 6. С. 79. (2005).
- [2] Dovolnov E. A., Sharangovich S. N., Sheridan J. T. OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS). **99**. P. 337. (2005).
- [3] Семкин А. О., Шарангович С. Н. Сб. тр. IX Межд. Конф. «Оптика-2015». С. 245. (2015).
- [4] Li H., Yue Q., Sheridan J. T. JOSA B. **31**, N 11. P. 2638. (2014).
- [5] Li H., Yue Q., Sheridan J. T. JOSA B. **31**, N 11. P. 2648. (2014).
- [6] Ноздреватых Б. Ф., Устюжанин С. В., Шарангович С. Н. Доклады ТУСУРа. № 2(16). С. 192. (2007).
- [7] Шарангович С. Н., Довольнов Е. А., Ноздреватых Б. Ф. и др. Изв. вузов. Физика. **48**, № 6. С. 105. (2005).

Three dimensional non-harmonic model of inhomogeneous holographic diffraction structures formation in photopolymer-liquid crystalline compositions

A.O. Semkin^a, S.N. Sharangovich^b

Department of microwave and quantum radio engineering, faculty of radio engineering, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics Tomsk, 634050, Russia
E-mail: ^aa.o.semkin@gmail.com, ^bshr@tusur.ru

In this paper the three dimensional theoretical model of holographic diffraction structures formation in photopolymer-liquid crystalline compositions is developed. The model takes into account the material optical properties anisotropy, amplitude and phase inhomogeneity of structure and nonlinearity of recording process. On the base of numerical simulations the complicated spatiotemporal dependence of amplitude profiles of higher spatial harmonics of refraction index is shown.

PACS: 42.40.Ht, 42.40.Eq, 42.40.Lx, 42.70.Df, 42.70.Jk, 42.70.Ln

Keywords: polymer, liquid crystal, polymer-dispersed liquid crystals, holographic diffraction structures.

Сведения об авторах

1. Семкин Артем Олегович — аспирант, ассистент, мл. науч. сотрудник; e-mail: a.o.semkin@gmail.com.
2. Шарангович Сергей Николаевич — канд. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (3822) 41-36-43, e-mail: shr@tusur.ru.