

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что учет неоднородности температурного поля типичных элементов и блоков радиоэлектронной аппаратуры приводит к существенному (от 5 до 20 и более раз) изменению показателей надежности РЭА, рассчитываемых с использованием современных математических моделей надежности [1]. Это позволяет утверждать о перспективности применения пространственных теплофизических моделей узлов и деталей РЭА на этапе

ее конструирования для прогнозирования надежности радиоаппаратуры. Для дальнейшего повышения точности прогностического моделирования необходимо более точное отражение внутренней структуры сложных радиоэлементов, например, интегральных микросхем с большой функциональной насыщенностью и плотностью компоновки (микропроцессоры, большие и сверхбольшие интегральные схемы, оперативные запоминающие устройства).

Литература

1. Борисов А.А., Горбачева В.М., Карташов Г.Д., Мартынова М.Н., Прыткое С.Ф. Надежность зарубежной элементной базы // Зарубежная радиоэлектроника. 2000. № 5.
2. Бердичевский Б.Е. Вопросы обеспечения надежности радиоэлектронной аппаратуры при разработке. М., 1977.
3. Маджарова Т.Б., Гаврилова Г.А. Изменение параметров полупроводниковых линейных интегральных микросхем в зависимости от температуры воздуха // Электронная техника. Серия 8. 1975. Вып. 1(31).
4. Алексеев В.П., Кузнецов Г.В., Рудзинский В.П. Теплофизические аспекты надежности элементов радиоэлектронной аппаратуры. Труды второй Российской национальной конференции по теплообмену. 1998. Т. 1.
5. Дульнев Г.Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. М., 1984.
6. Дульнев Г.Н., Парфенов В.Г., Сиголов А.В. Методы расчета теплового режима приборов. М., 1990.
7. Котляр Я.М., Совершенный В.Д., Стриженов Д.С. Методы и задачи теплообмена. М., 1987.
8. Карташов Э.М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М., 2001.
9. Самарский А.А. Теория разностных схем. М., 1983.
10. Ашурков Е.А., Бураков В.А., Козлов А.Г., Кожухов В.П. и др. Математическое моделирование нестационарных теплофизических процессов в отсеках бортовой аппаратуры космических аппаратов // Известия вузов. Физика. 1993. №4.
11. Алексеев В.П., Кузнецов Г.В., Шлома С.В. О теплофизическом моделировании надежности элементов радиоэлектронной аппаратуры // Тезисы докладов XXVI Сибирского теплофизического семинара. Новосибирск, 2002.

УДК 535.33:535.417:773.93

Е.А. Довольнов, С.Н. Шарангович

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ФОТОПОЛИМЕРНОМ МАТЕРИАЛЕ ПРИ ДВУЧПУЧКОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ И МАЛЫХ КОНТРАСТАХ

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Дифракционные решетки (ДР), сформированные в фотополимерных материалах голографическим способом, представляются одними из перспективных методов решения задач динамической голографии и оптической обработки информации [1]. К настоящему времени достаточно подробно изучены процессы формирования пропускающих ДР в поглощающих ФПМ и их дифракционные свойства [2, 3]. В нелинейной модели формирования отражающих ДР, представленной в [4], основное внимание уделено процессу записи при больших контрастах. Одна-

ко в ряде практических ситуаций, например при одновременной записи нескольких ДР путем углового мультиплексирования, запись осуществляется в условиях малых контрастов. В этом случае необходимо принимать во внимание эффекты двухпучкового взаимодействия световых волн на первой гармонике поля формируемой ими голографической решетки.

Целью данной работы является получение аналитической модели формирования отражающей голографической дифракционной решетки (ОГДР) в фотополимерном материале (ФПМ)

с учетом эффектов двухлучкового взаимодействия при существенно различных интенсивностях записывающих пучков и исследование на ее основе особенностей пространственно-временной трансформации амплитудно-фазовых распределений первой гармоники и дифракционных свойств ОГДР.

Аналитическая модель

Пусть две плоские когерентные монохроматические световые волны с амплитудами E_0, E_1 и волновыми векторами k_0' и k_1' на границе раздела сред распространяются под углами θ_0 и θ_1 внутри плоского фотополимерного слоя ($0 \leq y \leq d$). Будем считать, что k_0' и k_1' лежат в плоскости ХОУ (рис. 1). Оптическое поле внутри ФПМ толщиной d запишем в следующем виде:

$$E(t, r) = \sum_{j=0,1} e_j \cdot E_j \cdot \exp[i \cdot (\omega \cdot t - k_j' \cdot r)] + k.c., \quad (1)$$

где e_j – вектор поляризации, r – радиус-вектор, $k_j' = k \cdot N_j$, $k = n\omega/c$, – волновое число и N_j – нормаль к волновому фронту, n – показатель преломления.

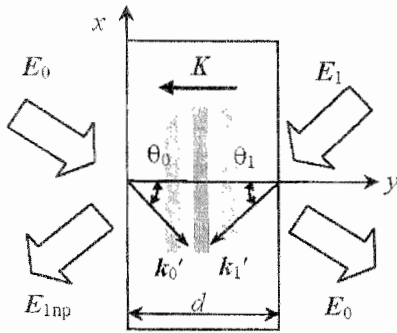


Рис. 1 а

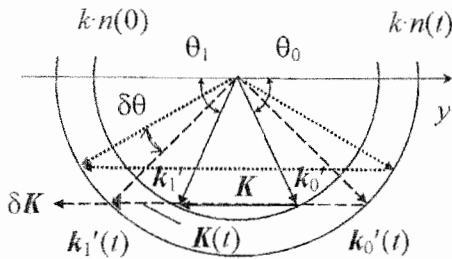


Рис. 1 б

Распределение интенсивности интерференционной картины светового поля (рис. 1) запишем в виде:

$$I(r) = I_0 \cdot [1 + m \cdot \cos(K_1 y)], \quad (2)$$

где $I_0 = |E_0|^2 + |E_1|^2$ – суммарная интенсивность, $m = 2\sqrt{|E_0|^2 |E_1|^2} \cdot (e_1 \cdot e_0) / I_0$ – контраст интерференционной картины, $K_1 = |K_1| = |k_0' - k_1'|$.

Под воздействием светового излучения в ФПМ в результате процесса радикальной фотополимеризации согласно распределения интерференционной картины светового поля (2) происходят локальные изменения показателя преломления, приводящие к формированию фазовой голографической решетки.

Процесс формирования фазовой дифракционной решетки в ФПМ с красителем сенсibilизатором можно описать в общем виде с помощью модифицированных кинетических уравнений для концентрации мономера M , и показателя преломления n [3], записанных для случая произвольной степени нелинейности процесса фотополимеризации k :

$$\frac{\partial M(t, r)}{\partial t} = \text{div}(D(t, r) \text{grad } M(t, r)) - K_g \left[\frac{\alpha_0 \beta \langle K \rangle \tau_0 I(t, r)}{K_b} \right]^k M(t, r), \quad (3)$$

$$\frac{\partial n(t, r)}{\partial t} = \delta n_p K_g \left[\frac{\alpha_0 \beta \langle K \rangle \tau_0 I(t, r)}{K_b} \right]^k \frac{M(t, r)}{M_n} + \delta n_i \text{div} \left(D(t, r) \text{grad} \frac{M(t, r)}{M_n} \right), \quad (4)$$

$$D(t, r) = D_m \exp \left[-s \left(1 - \frac{M(t, r)}{M_n} \right) \right], \quad (5)$$

где D_m – коэффициент диффузии; $\delta n_p, \delta n_i$ – параметры модели, полученные в [3], характеризуют изменение n вследствие полимеризации и диффузии компонент материала, соответственно; K_g, K_b – коэффициенты роста и обрыва полимерной цепи, α_0 – коэффициент поглощения красителя, β – параметр реакции фотоинициирования, $\langle K \rangle$ – концентрация красителя, τ_0 – время жизни возбужденного состояния молекулы красителя, M_n – начальная концентрация мономера, s – параметр модели, характеризующий скорость изменения коэффициента диффузии.

$$M(\tau, r) = M_0(\tau, y) + M_1(\tau, y) \cos(K_1 r), \quad (6)$$

$$n(\tau, r) = n_0(\tau, y) + n_1(\tau, y) \cos(K_1 r), \quad (7)$$

где $M_0(\tau, y)$, $n_0(\tau, y)$ и $M_1(\tau, y)$, $n_1(\tau, y)$ – нулевые и первые гармоники решеток концентрации мономера и показателя преломления, соответственно, $\tau = t/T_m$ – относительное время; $T_m = 1/(D_m K_1^2)$ – характерное время диффузии, $K_1 = |K_1|$.

В процессе записи дифракция записывающих волн на формируемой ОГДР приводит к изменению распределения интенсивности записывающего поля внутри материала и формирование решетки продолжается в соответствии с измененным распределением светового поля. В каждый момент времени два взаимосвязанных процесса – формирование решетки и самодифракция записывающих волн, протекая одновременно, приводят к формированию фазовой ОГДР со сложным пространственным амплитудно-фазовым распределением.

Ограничивая рассмотрение случаем записи плоскими волнами с существенно неравными интенсивностями ($|E_0|^2 \gg |E_1|^2$), будем учитывать дифракцию только сильной волны на ОГДР и решение уравнений связанных волн получим в приближении заданного поля ($E_0 = \text{const}$). Тогда

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial \tau} M_1 = -M_1 b_m(\tau) - \frac{2^k}{b} \left[\frac{2^k}{1+m_0} M_0 \left\{ \left(\sqrt{m_0} - iG \int_0^{d-y} n_1(y') dy' \right) \right\} + M_1 \right] \\ \frac{\partial}{\partial \tau} n_1 = \delta n_p \frac{2^k}{b} \left[\frac{2k}{1+m_0} \frac{M_0}{M_n} \left\{ \left(\sqrt{m_0} - iG \int_0^{d-y} n_1(y') dy' \right) \right\} + \frac{M_1}{M_n} \right] - \delta n_1 \frac{M_1}{M_n} b_m(\tau) \end{cases}, \quad (10)$$

где $M_0 = M_0(\tau) = M_n \cdot \exp(-\tau \cdot 2^k/b)$ [3]

$$n_1 = n_1(\tau, y),$$

$$M_1 = M_1(\tau, y),$$

$$b = T_p/T_m,$$

$$T_p = (2K_b / (\alpha\beta\tau_0 \langle K \rangle I_0))^k / K_g -$$

– время полимеризации, $m_0 = |E_1|^2/|E_0|^2$ – соотношение интенсивностей записывающих волн,

$$b_m(\tau) = \exp[-s \cdot (1 - M_0(\tau)/M_n)].$$

изменение слабой волны в области взаимодействия запишем в следующем виде:

$$E^1(\tau, y) = E_1 + iGE_0 \int_0^{d-y} n_1(\tau, y') dy', \quad (8)$$

где n_1 – первая гармоника решетки показателя преломления, $G = \pi/(\lambda \cos \theta_0)$, λ – длина волны света в материале, θ_0 – угол записи в материале для волны E_0 .

Для получения кинетических уравнений для гармоник M_j, n_j в уравнениях (3), (4) воспользуемся разложением нелинейной функции $I^k(r) = I_0^k \cdot [1 + m \cdot \cos(K_1 y)]^k$ в ряд Тейлора, ограничившись тремя членами:

$$I^k(r) \approx I_0^k \cdot \left[1 + k m \cos(K_1 y) + \frac{k(k-1)}{2} m^2 \cos^2(K_1 y) \right]. \quad (9)$$

Тогда, подставляя (8) в (2) и используя (9), подставим (5)–(7) в (3), (4) и, используя свойство ортогональности гармоник, запишем интегро-дифференциальные кинетические уравнения записи для первых гармоник M и n :

Используя интегральное преобразование Лапласа по пространственной координате y и учитывая, что функция $n_1(\tau, y)$ является медленно меняющейся по сравнению с $M_0(\tau) \exp(F_1 \tau)$ [3], где $F_1 = b_m(\tau) + 2^k/b$, решение для $n_1(\tau, y)$ запишем в виде:

$$n_1(\tau, y) = \delta n_p F_2 \sqrt{m_0} \cdot \int_0^\tau R(\tau') H_0(\tau', \tau, y) d\tau', \quad (11)$$

где $F_2 = \frac{2^k}{b} \frac{2k}{1+m_0}$,

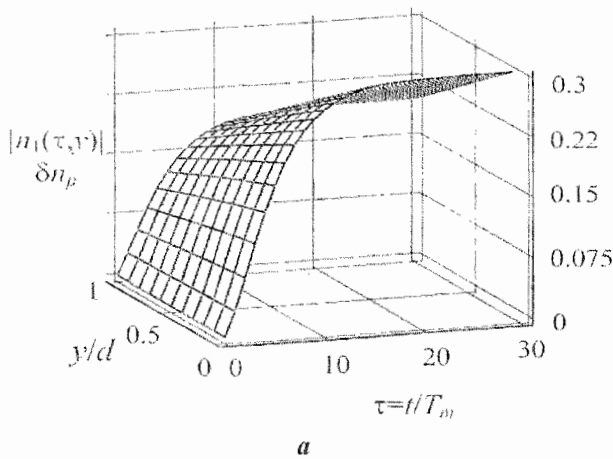
$$R(\tau) = \frac{M_0(\tau)}{M_n} - \left(\frac{2^k}{b} - C_n \right) \cdot \int_0^\tau \frac{M_0(\tau')}{M_n} \cdot e^{\int_0^{\tau'} F_1(\tau'') d\tau''} d\tau'$$

$$H_0(\tau', \tau, y) = 1 + \sqrt{\frac{i \cdot F_2 \cdot \Gamma}{d - y} \int_{\tau'}^{\tau} R(\tau'') d\tau''}.$$

$$\cdot J_1 \left[2 \sqrt{-i \cdot F_2 \cdot \Gamma \cdot (d - y) \int_{\tau'}^{\tau} R(\tau'') d\tau''} \right], J_1(x) - \text{функ-}$$

ция Бесселя, $C_n = \delta n_i / \delta n_p$, $\Gamma = \delta n_p G d$ – коэффициент связи, определяющий эффективность взаимодействия записывающих волн с ОГДР.

Выражение (11) определяет временную динамику пространственного распределения амплитуды ОГДР с учетом эффекта самодифракции.



Из решения видно, что пространственная неоднородность распределения амплитуды и фазы вдоль решетки обусловлена только эффектом самодифракции.

Решение задачи считывания ОГДР было представлено в работе [4].

Численное моделирование

На рис. 2 представлены модуль (а) и аргумент (б) нормированного пространственного профиля решетки, рассчитанные с помощью (11) для $C_n = 0.01$, $b = 5$, $\delta n_p = 0.014$, $k = 0.5$, $m_0 = 0.01$, $d = 85$ мкм, $\theta_0 = \theta_1 = 10^\circ$.

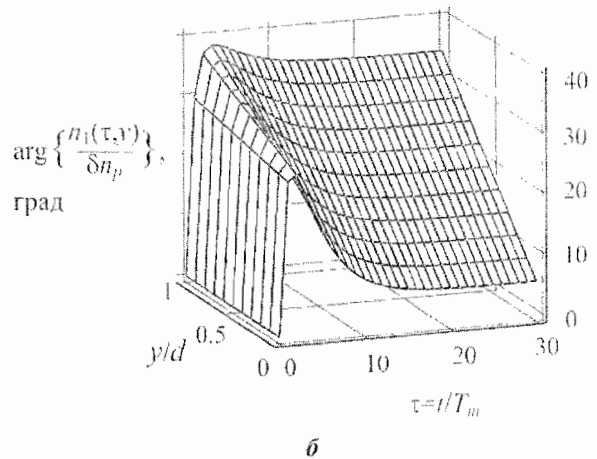


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что для $b > 1$, амплитудный и фазовый профили решетки являются пространственно неоднородными. Наличие пространственно неоднородной фазовой составляющей приводит к тому, что вектор решетки, сохраняя ориентацию, смещается. Неоднородность фазового профиля приводит к повороту эффективного вектора решетки, и, как следствие, к изменению угла Брэгга при считывании.

Увеличение δn_p , k и d приводит к увеличению эффекта самодифракции и, соответственно пространственной неоднородности амплитуды профиля решетки.

Эффекты самодифракции приводят к аналогичным изменениям профиля решетки, как для пропускающей голографической дифракционной решетки (ПГДР), так и для ОГДР, за исключением того, что пространственные профили для ОГДР являются спадающими вдоль координаты y , вследствие отличия направлений нарастания дифрагированной волны при формировании ОГДР и ПГДР.

На рис. 3, а приведены сравнительные кривые, показывающие отличие результатов расчета дифракционной эффективности на стационарном уровне от соотношения интенсивностей записывающих пучков с помощью модели без учета эффекта самодифракции во время записи (круги) [4] и с учетом (треугольники). Расчет проведен для параметров: $C_n = 0.01$, $\delta n_p = 0.01$, $d = 80$ мкм при $b = 0.25$ (ось слева, черные фигуры) и $b = 5$ (ось справа, полые фигуры). На рис. 3, б приведены кривые нормированной угловой селективности, рассчитанные для параметров $C_n = 0.01$, $ad = 0$, $\delta n_p = 0.014$, $b = 5$, $d = 85$ мкм, $m_0 = 0.01$, $\theta_0 = \theta_1 = 10^\circ$.

Из рис. 3, а видно, что при малом b эффект самодифракции мало сказывается, так как сама решетка является слабой, поэтому учет самодифракции записывающих пучков для данной области b не является принципиально важным. Для области больших b добавка в эффективность дифракции за счет самодифракции становится существенной, особенно с уменьшением соотношения интенсивностей пучков. С увеличением параметров k , δn_p , b , d вклад

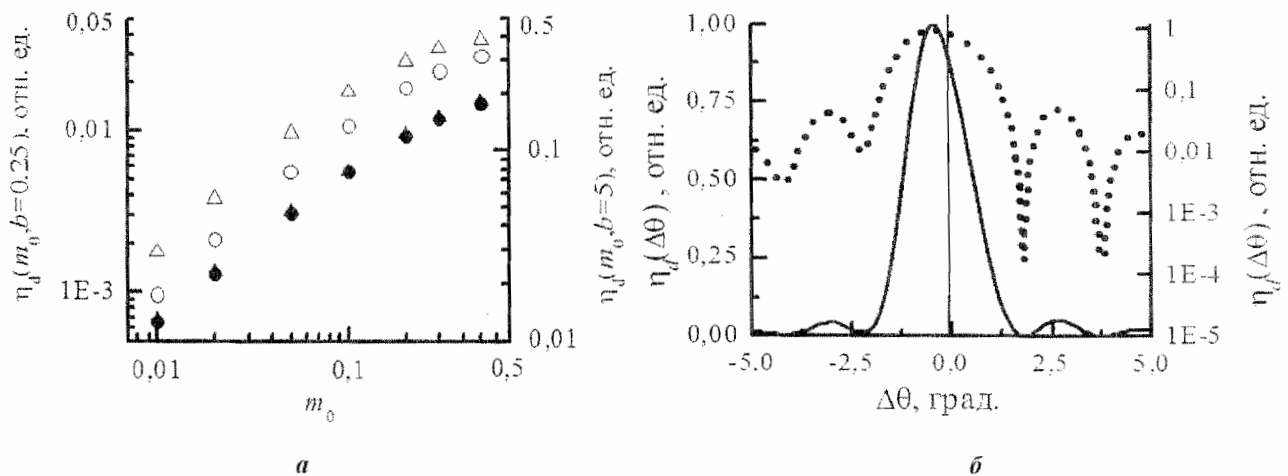


Рис. 3

в эффективность решетки за счет самодифракции увеличивается, что также объясняется увеличением эффективности самой решетки.

Из рис. 3, б видно, что смещение максимума ДЭ составило ~50 % от полуширины основного максимума, что связано с неоднородностью $\arg(n_1(y))$ вызванного двухволновым смешением, в то время как для ПГДР данное смещение не более 10 %. Неоднородность амплитудного профиля решетки приводит к заплыванию минимумов решетки, как видно из кривой в логарифмическом масштабе.

Заключение

Получена аналитическая модель формирования ОГДР в фотополимерном материале с учетом эффектов двухпучкового взаимодействия при существенно различных интенсивностях записываемых пучков.

На основе численного моделирования по полученной модели показано, что амплитудно-фазовый профиль записываемой решетки приобретает в результате двухпучкового взаимодействия существенную пространственную неоднородность. При этом фазовая неоднородность приводит к появлению дополнительной

составляющей вектора решетки вдоль его направления, вызывающей смещение максимума угловой зависимости эффективности дифракции. Причем этот эффект на порядок больше, чем для пропускающих ДР. Влияние амплитудной неоднородности, вызывающей ее уширение и уменьшение уровня боковых лепестков, аналогично пропускающим решеткам. Следует особо отметить, что увеличение эффективности дифракции (усиление) записываемой ОГДР за счет двупучкового взаимодействия максимально в области малых контрастов ($<0,3$) и при существенном вкладе диффузионных процессов в процесс фотополимеризации ($b > 1$). При этом рост дифракционной эффективности может составлять несколько раз.

Работа выполнена в рамках гранта № 711 «Исследование наноразмерных динамически управляемых дифракционных периодических структур в фотополимеризующихся жидкокристаллических композиционных материалах» программы «Развитие научного потенциала высшей школы» Федерального агентства по образованию РФ на 2005 г.

Литература

1. Акаев А.А., Гуревич С.Б., Жумалиев К.М. Голографические системы хранения и выборки информации. Бишкек – СПб., 2000.
2. S. Gallego, M. Ortuño, C. Neipp, A. Márquez and A. Beléndez I. Pascual J. V. Kelly and J. T. Sheridan 3. Dimensional analysis of holographic photopolymers based memories // Optics Express. 2005. Vol. 13. № 9.
3. Довольнов Е.А., Шарангович С.Н. Нелинейная модель записи и считывания голографических дифракционных решеток пропускающего типа в поглощающих фотополимерах. Теоретический анализ // Изв. вузов. Физика. 2005. Т. 48. № 5.
4. Довольнов Е.А., Шарангович С.Н. Нелинейная модель формирования голографических дифракционных решеток отражательного типа в поглощающих фотополимерах // Вестник ТГПУ. 2005. № 7.