

УДК 535.421

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СЕЛЕКТИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫХ ЧИРПИРОВАННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩИХСЯ КОМПОЗИЦИЙ С НЕМАТИЧЕСКИМИ ЖИДКИМИ КРИСТАЛЛАМИ

© 2025 г. С. Н. Шарангович, В. О. Долгирев, Д. С. Раstryгин*

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования « Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники», Томск, Россия

* e-mail: gg9dragon9gg@gmail.com

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 16.09.2024 г.

Принята в печать 30.09.2024 г.

Разработана аналитическая модель дифракции оптического излучения на чирпированных многослойных неоднородных дифракционных структурах, сформированных голограммическим методом в фотополимеризующихся композициях с нематическими жидкими кристаллами, имеющих плавную оптическую неоднородность по толщине слоев. Путем численного расчета было показано, что с помощью метода чирпирования возможно кратно уширить угловые и спектральные характеристики многослойных неоднородных голограммических дифракционных структур, сформированных в фотополимеризующихся композициях с нематическими жидкими кристаллами.

Ключевые слова: многослойная неоднородная дифракционная голограммическая структура, фотополимеризующаяся композиция с нематическими жидкими кристаллами, чирпированные структуры

DOI: 10.31857/S0367676525010057, EDN: DBZAIR

ВВЕДЕНИЕ

В современной науке наблюдается растущий интерес к многослойным неоднородным голограммическим дифракционным структурам (МНГДС). Эти структуры имеют потенциал для широкого использования как ключевые компоненты в оптических сетях связи в качестве мультиплексоров [1–7] и в генерации фемтосекундных лазерных импульсов [8–13]. Основная особенность таких структур заключается в их угловой избирательности, проявляющейся в формировании набора локальных максимумов, которые зависят от соотношения толщин промежуточных и дифракционных слоев.

Ранее проведенные исследования [1, 2] продемонстрировали перспективу управления угловой избирательностью как одиночных, так и мультиплексированных МНГДС, сформированных в фотополимерных композициях, содержащих высокие концентрации нематических жидких кристаллов (ФПМ-ЖК). Например, применение внешнего электрического поля к определенным дифрак-

ционным слоям позволило не только изменять уровень дифракционной эффективности, но и модифицировать сам угловой отклик, сопровождая этот процесс значительным смещением угловой избирательности [2]. В случае мультиплексированных МНГДС, где последовательно были сформированы несколько дифракционных структур под разными углами записи, наблюдалось многократное расширение как угловых, так и спектральных характеристик [1].

Вместе с тем уширение угловых и спектральных характеристик для фотонных структур также возможно за счет изменения периода вдоль вектора решетки (чирпирование). Так, например, в работе [14] авторы показали на примере одиночных голограммических дифракционных структур (ГДС) в ФПМ возможность уширения селективного отклика дифрагировавшего излучения за счет формирования структуры с изменяющимся периодом.

Таким образом, основной целью работы является исследование процесса преобразования

селективных характеристик электрически управляемых чирпированных МНГДС на основе ФПМ-ЖК.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Математическая модель дифракции оптического излучения на чирпированной МНГДС с ФПМ-ЖК, разработана в соответствии с работой [2].

Для создания чирпированных МНГДС, используются два монохроматических световых пучка, обладающие различными фазовыми характеристиками. Один из пучков обладает постоянным фазовым распределением E_0 , в то время как другой пучок характеризуется фазовыми неоднородностями E_1 . Эти две волны направлены на сложную многослойную ФПМ-ЖК структуру под углами θ_0 и θ_1 . При этом, будет учтен фазовый профиль $\varphi_c^n(\vec{r})$ чирпированной структуры для каждого слоя [14]:

$$\varphi_c^n(\vec{r}) = \varphi_0^n + \nabla\varphi^n \cdot \vec{r} + 0.5\nabla^2\varphi^n \cdot \vec{r}^2, \quad (1)$$

где $\nabla\varphi^n = K_0^n$ является средней величиной, а $0.5\nabla^2\varphi^n$ квадратичным коэффициентом изменения модуля вектора решетки \vec{K} .

Тензор же диэлектрической проницаемости для ФПМ-ЖК в n -м слое МНГДС с переменным периодом будет определяться следующими параметрами: объемной долей ЖК, изменением состава полимера и ЖК компоненты, а также самой чирпированной структуры:

$$\hat{\varepsilon}^n = (1-\rho) \left(\varepsilon_p^n \cdot \hat{I} + \Delta\hat{\varepsilon}_c^n + \Delta\hat{\varepsilon}_p^n \right) + \rho \left(\hat{\varepsilon}_{LC}^n + \hat{\varepsilon}_c^n + \hat{\varepsilon}_{LC}^n \right), \quad (2)$$

где ρ — определяет объемную долю нематических ЖК, \hat{I} — единичный тензор, ε_p^n — значение полимерной составляющей, $\hat{\varepsilon}_{LC}^n$ — тензор диэлектрической проницаемости ЖК составляющей, $\Delta\hat{\varepsilon}_p^n$ и $\Delta\hat{\varepsilon}_{LC}^n$ — функции, определяющие изменение тензора диэлектрической проницаемости, $\Delta\hat{\varepsilon}_c^n = 0.5\Delta\hat{\varepsilon}_p^n [U_0 U_m(\vec{r}) \exp(i \cdot \varphi_c^n(\vec{r}))]$ — периодические изменения в тензоре диэлектрической проницаемости, U_0 и U_m — амплитуда возмущения диэлектрической проницаемости и нормированный амплитудный профиль.

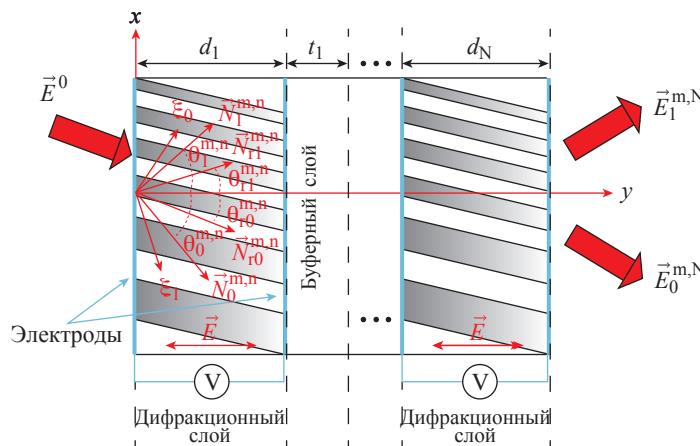


Рис. 1. Схема дифракции света на электрически управляемых МНГДС с изменяющимся периодом в ФПМ-ЖК.

При решении задачи дифракции, предположим, что световой пучок \vec{E}^0 , падающий на МНГДС, имеет произвольную поляризацию с единичным комплексным вектором поляризации \vec{e}_0 (рис. 1). В случае брэгговской дифракции света в оптически неоднородных ФПМ-ЖК слоях можно воспользоваться методом медленнomenяющихся амплитуд и определить амплитуды взаимодействующих волн с помощью системы уравнений связанных волн в частных производных следующего вида [1, 2]:

$$\vec{N}_{r0}^{m,n} \cdot \nabla e_0^{m,n} = -iC_1^{m,n} \cdot n_1^{m,n} \cdot E_1^{m,n} \cdot \exp[+i\Theta^{m,n}], \quad (3)$$

$$\vec{N}_{rl}^{m,n} \cdot \nabla e_1^{m,n} = -iC_0^{m,n} \cdot n_1^{m,n} \cdot E_0^{m,n} \cdot \exp[+i\Theta^{m,n}],$$

где $C_j^{m,n}(\vec{E}) = \omega (\vec{e}_1^{m,n} \Delta\epsilon^n(\vec{r}) \vec{e}_0^{m,n}) (c_c n_{1,0}^{m,n} \cos \beta_{1,0}^{m,n})^{-1}/4$ являются коэффициентами связи, $j = \{0, 1\}$ — порядок дифракции, \vec{r} — радиус вектор, $n = 1 \dots N$ — количество дифракционных слоев, N — номер последнего слоя, $m = o, e$ — индекс, соответствующий обычновенным и необыкновенным волнам, $n_1^{m,n}$ определяет нормированный профиль показателя преломления первой гармоники ГДС, $\Theta^{m,n}(\vec{r}, \vec{E})$ является параметром интегральной фазовой расстройки, которая выражается как [1, 2]:

$$\Theta^{m,n}(\vec{r}, \vec{E}) = \int_0^{\vec{r}} \Delta\vec{K}^{m,n}(\vec{r}_i, \vec{E}) d\vec{r}_i. \quad (4)$$

Интегральная фазовая расстройка $\Theta^{m,n}(\vec{r}, \vec{E})$ является параметром, обладающим сложной зависимостью, что в свою очередь осложняет процесс получения решений для уравнений связанных волн при высокой эффективности дифракции [1, 2]. Однако, решение все же может быть найдено, если для каждого ФПМ-ЖК слоя аппроксимировать $\Theta^{m,n}(\vec{r}, \vec{E})$ параболической функцией, как было показано в работе [1, 2]. Таким образом, возникает связь между слоями, которая задается параметром $\Theta^{m,n-1}$.

В случае ближней зоны дифракции (рис. 1), выражения световых полей для нулевого и первого дифракционного слоя будут иметь вид:

фракционного порядка на выходе чирпированной МНГДС могут быть определены как [1, 2]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1^n(\eta) &= \vec{e}_1^{o,n} E_1^{o,n}(\eta) \exp \left[-i \int_0^{d_n} \vec{k}_1^{o,n} d\vec{r}_i \right] + \\ &+ \vec{e}_1^{e,n} E_1^{e,n}(\eta) \exp \left[-i \int_0^{d_n} \vec{k}_1^{e,n} d\vec{r}_i \right], \quad (5) \\ \vec{E}_0^n(\xi) &= \vec{e}_0^{o,n} E_0^{o,n}(\xi) \exp \left[-i \int_0^{d_n} \vec{k}_0^{o,n} d\vec{r}_i \right] + \\ &+ \vec{e}_0^{e,n} E_0^{e,n}(\xi) \exp \left[-i \int_0^{d_n} \vec{k}_0^{e,n} d\vec{r}_i \right], \end{aligned}$$

где $\xi_0 = \xi$, $\xi_1 = \eta$, ξ_0 , ξ_1 — апертурные координаты.

Для нахождения распределения дифракционного поля в дальней зоне дифракции необходимо воспользоваться взаимосвязью пространственных распределений и угловых спектров дифрагирующих пучков [1, 2]:

$$E_j^m(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} E_j^m(l) \exp \left[ik_j^m l \theta \right] dl, \quad (6)$$

где угол θ определяет ориентацию плосковолновых компонент $E_j^m(\theta)$ в отношении волновых нормалей, а $l = \xi_0, \xi_1$.

Затем, используя матричный метод, можно описать процесс преобразования частотно-угловых спектров взаимодействующих плоских световых волн через всю МНГДС [1, 2]:

$$\vec{E}^{m,N} = \vec{T}^{m,N} \cdot \vec{A}^{m,N-1} \cdot \vec{T}^{m,N-1} \cdot \dots \cdot \vec{A}^{m,1} \cdot \vec{T}^{m,1} \cdot \vec{E}^0, \quad (7)$$

где $\vec{E}^{m,n} = \begin{bmatrix} E_0^{m,n}(\omega, \Delta K) \\ E_1^{m,n}(\omega, \Delta K) \end{bmatrix}$,
 $\vec{T}^{m,n} = \begin{bmatrix} T_{00}^{m,n}(\omega, \Delta K) & T_{10}^{m,n}(\omega, \Delta K) \\ T_{01}^{m,n}(\omega, \Delta K) & T_{11}^{m,n}(\omega, \Delta K) \end{bmatrix}$ — матричная передаточная функция для n -го ФПМ-ЖК слоя, $\vec{E}^0 = \begin{bmatrix} E_0(\omega, \Delta K) \\ 0 \end{bmatrix}$, ω — частота считывающего пучка, ΔK — фазовая расстройка, $\vec{A}^{m,n}$ является матрицей перехода для буферного слоя [8].

Компоненты матрицы $\vec{T}^{m,n}$ определяются как [1, 2]:

$$\begin{aligned} T_{00}^{m,n} &= \frac{C_0^{m,n} C_1^{m,n} d_n^2}{4\nu_1 \nu_0} \int_{-1}^{+1} \exp \left[\delta m'(1-y) + \delta^2 n'(1-y)^2 \right] \times \\ &\times \Phi \left(\frac{d'}{b'} + 1, 2; b' \delta^2 \frac{\nu_1}{\nu_0} (1-y^2) \right) dy, \\ T_{10,01}^{m,n} &= -i \frac{C_{1,0}^{m,n} d_n}{2\nu_{0,1}} \int_{-1}^{+1} \exp \left[\delta m'(1-y) + \delta^2 n'(1-y)^2 \right] \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times \Phi \left(\frac{d'}{b'}, 1; b' \delta^2 \frac{\nu_1}{\nu_0} (1-y^2) \right) dy, \\ T_{11}^{m,n} &= -\frac{C_0^{m,n} C_1^{m,n} d_n^2}{4\nu_1 \nu_0} \int_{-1}^{+1} \exp \left[\delta m(1-y) + \delta^2 n(1-y)^2 \right] \times \\ &\times \Phi \left(\frac{d'}{a} + 1, 2; a \delta^2 \frac{\nu_1}{\nu_0} (1-y^2) \right) dy, \end{aligned}$$

где $\Phi(a, b; c)$ является вырожденной гипергеометрической функцией первого рода, $\delta = d_n \frac{\eta_1 \nu_0 - \eta_0 \nu_1}{2\nu_1}$, $\theta_{\vec{r}_j}^{m,n}$ — углы между групповыми нормалями $\vec{N}_{\vec{r}_j}^{m,n}$ и осью y , $\eta_j = \eta_j^{m,n} = \pm \sin \theta_{\vec{r}_j}^{m,n}$, $m = \eta \left(-a + b \frac{\nu_1}{\nu_0} \right) - i \Delta K' \frac{d_n}{2\delta}$, $\nu_j = \nu_j^{m,n} = \cos \theta_{\vec{r}_j}^{m,n}$, $d' = -\sigma^2$, $m' = \xi \left(-\frac{a'}{2} + b' \frac{\nu_1}{\nu_0} \right) - i \Delta K' \frac{d_n}{2\delta}$, $a' = -i \times$
 $\times \frac{t_y^n \nu_1}{(\eta_1 \nu_0 + \eta_0 \nu_1)^2}$, $a = i \frac{t_y^n \nu_1 \nu_0}{(\eta_1 \nu_0 + \eta_0 \nu_1)^2}$, $n' = \frac{b' \nu_1}{\nu_0} - \frac{a'}{2}$,
 $b = i \frac{t_y^n \nu_0^2}{(\eta_1 \nu_0 + \eta_0 \nu_1)^2}$, $n = \frac{\nu_1}{\nu_0} \left(a - \frac{b \nu_1}{2 \nu_0} \right)$, $b' = -i \times$
 $\times \frac{t_y^n \nu_1 \nu_0}{(\eta_1 \nu_0 - \eta_0 \nu_1)^2}$, $\sigma = \frac{C_0^{m,n} C_1^{m,n}}{(\eta_1 \nu_0 + \eta_0 \nu_1)^2}$.

В случае дифракции света на нечирпированных МНГДС, сформированных в ФПМ без ЖК, имеющих однородные профили показателя преломления, компоненты матрицы $\vec{T}^{m,n}$ переходят в известные, полученные другими авторами [5, 6].

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

При численном моделировании исследовалась двухслойная ГДС с однородными профилями показателя преломления, в которой была записана чирпированная дифракционная структура на длине волны $\lambda = 633$ нм и углами между записывающими пучками $2\theta = 16$ градусов. Параметры для моделирования: $\lambda_{\text{read}} = 1431$ нм — длина считывающей волны; $d_n = 20$ мкм — толщины ФПМ-ЖК слоев; $t_n = 120$ мкм — толщина промежуточного слоя; угол Брэгга для считывающей волны (λ_{read}) составляет $\theta_b = 18$ градусов.

На рис. 2 приведена зависимость дифракционной эффективности (η) от угла поворота и длины волны считываивания, как одиночных, так и двухслойных ГДС, которые имели, как постоянный период решетки, так и изменяющийся с квадратичным коэффициентом $0.5\nabla^2\phi^n = 3 \cdot 10^5$.

Как видно из рис. 2, наличие изменяющегося периода у ГДС приводит к уширению угловых и спектральных характеристик в 3.6 раза по сравнению со стандартными ГДС. Если же сравнивать полученные данные с результатами для мультиплексированных МНГДС из работы [1, 2], то в случае мультиплексированных МНГДС увеличение

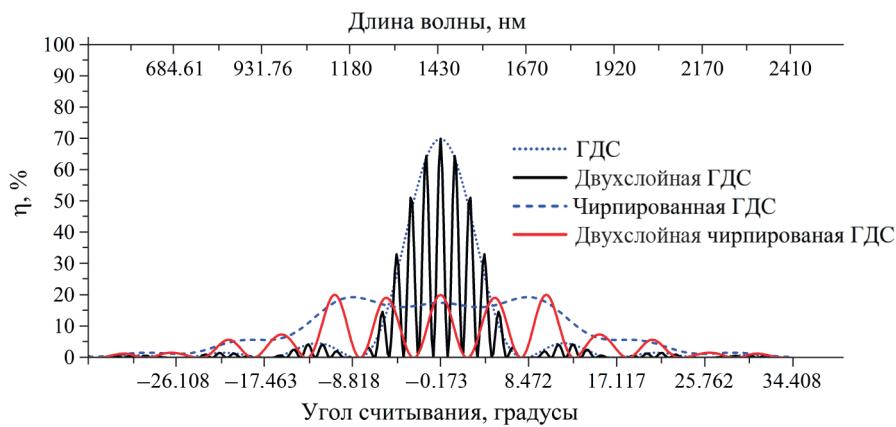


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности от угла поворота и длины волны считывания.

угловых и спектральных характеристик осуществлялось за счет слияния селективностей двух решеток, при этом ширина локальных максимумов не изменялась, а их количество возрастало. Для случая с чирпированными МНГДС, количество локальных максимумов остается неизменным, но их ширина увеличивается. Таким образом, для постоянства ширины локальных максимумов в случае чирпированных МНГДС необходимо увеличивать ширину буферного слоя.

На рис. 3 приведена зависимость дифракционной эффективности двухслойной стандартной и чирпированной ГДС от угла поворота и длины волны считывания при воздействии внешнего электрического поля на каждый фотополимерный слой с жидкими кристаллами.

Как видно из рис. 3, при внешнем электрическом воздействии к каждому дифракционному слою происходит снижение дифракционной эффективности и смещение угловой селективности при считывании световым излучением с поляризацией, совпадающей с собственными необыкновенными волнами в образце, на одинаковую величину, которая напрямую зависит от толщины дифракционного слоя. При этом, для стандартной МНГДС относительно общей ширины угловой селективно-

сти смещение более существенно, чем для чирпированной структуры. Так, например, при напряженности электрического поля $E = 1.16E_c$, где E_c — критическая напряженность Фредерикса [15], смещение для стандартной МНГДС составило 5 локальных максимумов, а для чирпированной — 2.

На рис. 4 приведена зависимость дифракционной эффективности двухслойной стандартной и чирпированной ГДС от угла поворота и длины волны считывания при считывании световой волной с углом азимута поляризации 30 градусов и электрическом напряжении на дифракционных слоях $E = 1.32E_c$.

Как видно из рис. 4, при электрическом воздействии и считывании световой волной, поляризация которой отличается от собственных необыкновенных волн в образце, дифракция света происходит как на обычновенных волнах, так и на необыкновенных. При этом для необыкновенных волн характерно смещение угловой селективности, вследствие влияния электрического поля, а для обычновенных волн смещение отсутствует. В свою очередь, для стандартных МНГДС можно наблюдать значительный рост числа локальных максимумов из-за наложения угловых селективностей на обычновенных и необыкновенных волнах. Для чирпи-

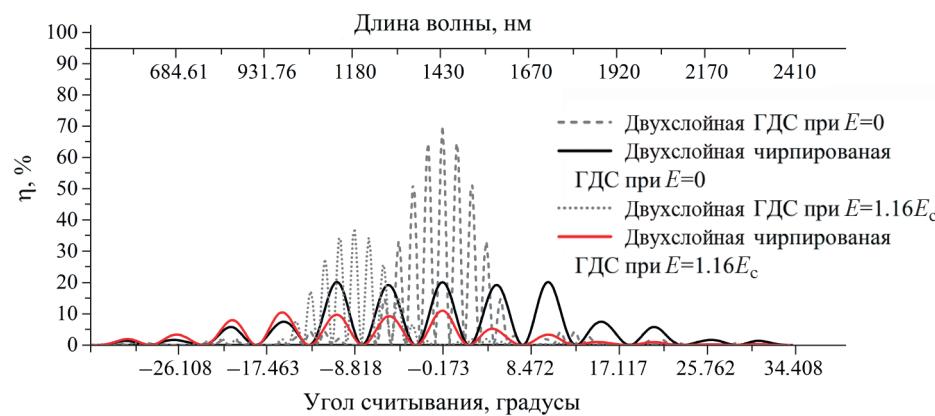


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности от угла поворота и длины волны считывания при воздействии внешним электрическим полем.

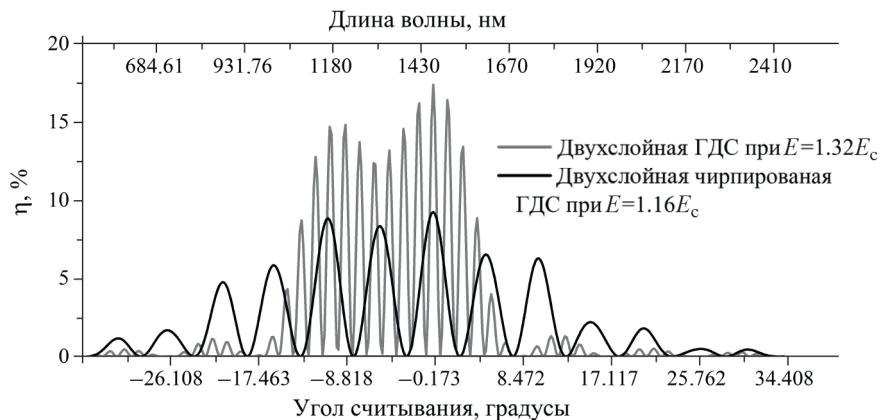


Рис. 4. Зависимость дифракционной эффективности от угла поворота и длины волны считывания при воздействии внешним электрическим полем и угле поляризации считающего излучения $\theta = 30$ градусов.

рованных МНГДС данный эффект менее заметен вследствие незначительного смещения угловой селективности относительно ширины локальных максимумов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами исследовано преобразование селективных характеристик электрически управляемых чирпированных многослойных неоднородных голограммических дифракционных структурах, сформированных в фотополимерных композициях с высоким содержанием нематических жидких кристаллов. Установлено, что при считывании чирпированных многослойных неоднородных голограммических ФПМ-ЖК дифракционных структур количество локальных максимумов угловой селективности остается неизменным, но их ширина увеличивается. При считывании чирпированных многослойных неоднородных голограммических ФПМ-ЖК дифракционных структур световой волной, поляризация которой совпадает с поляризацией собственных необыкновенных волн, и при одинаковой полярности прикладываемого внешнего электрического поля к каждому дифракционному слою происходит снижение дифракционной эффективности со смещением угловой селективности в одну сторону. При этом, относительно общей ширины угловой селективности, у чирпированной структуры смещение происходит на меньшее число локальных максимумов, вследствие их значительного уширения. При считывании чирпированных многослойных неоднородных голограммических ФПМ-ЖК дифракционных структур световой волной, поляризация которой не совпадает с поляризацией собственных необыкновенных волн, и при одинаковой полярности прикладываемого внешнего электрического поля к каждому дифракционному слою, количество локальных максимумов может быть увеличено за счет дифракции света на обычных и необыкновенных волнах. В то же время увели-

чение количества локальных максимумов у чирпированной структуры будет ниже по сравнению со стандартной структурой, что связано с незначительным смещением угловой селективности дифрагированного излучения на необыкновенных волнах относительно ширины локальных максимумов.

Продемонстрировано, что с помощью метода чирпирования возможно кратно уширить угловые и спектральные характеристики многослойных неоднородных голограммических дифракционных структур, сформированных в фотополимеризующихся композициях с нематическими жидкими кристаллами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шарангович С.Н., Долгирев В.О., Раstryгин Д.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 1. С. 11; Sharangovich S.N., Dolgirev V.O., Rastrygin D.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 6.
- Долгирев В.О., Шарангович С.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С. 12; Sharangovich S.N., Dolgirev V.O. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 1. P. 7.
- Malallah R., Li H., Qi Y. et al. // J. Opt. Soc. Amer. A. 2019. V. 36. No. 3. P. 320.
- Malallah R., Li H., Qi Y. et al. // J. Opt. Soc. Amer. A. 2019. V. 36. No. 3. P. 334.
- Pen E.F., Rodionov M.Yu., Chubakov P.A. // Optoelectron. Instrum. Data Process. 2017. V. 53. P. 59.
- Pen E.F., Rodionov M.Yu. // Quantum Electron. 2017. V. 40. No. 10. P. 919.
- Nordin G.P., Johnson R.V. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1992. V. 9. No. 12. P. 2206.
- Yan X., Wang X., Chen Y. et al. // Appl. Phys. B. 2019. V. 125. Art. No. 67.
- Yan X., Gao L., Yang X. et al. // Opt. Express. 2014. V. 22. No. 21. P. 26128.
- Казанский Н.Л., Хонина С.Н., Карнеев С.В., Порфириев А.П. // Квант. электрон. 2020. Т. 50. № 7.

- C. 636; *Kazanskiy N.L., Khonina S.N., Karpeev S.V. et al.* // Quantum Electron. 2020. V. 50. No. 7. P. 629.
11. *Kudryashov S.I.* // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 484. P. 948.
12. *Pavlov D.* // Optics Lett. 2019. V. 44. No. 2. P. 283.
13. *Aimin Y., Liren L., Yanan Z. et al.* // J. Opt. Soc. Amer. A. 2009. V. 26. No. 1. P. 135.
14. *Dovolnov E.A., Sharangovich S.N., Sheridan J.T.* // Photorefractive effects, materials, and devices 2005 (PR05). OSA Trends in Optics and Photonics Series (TOPS), 2005. P. 337.
15. *Сонин А.С.* Введение в физику жидкокристаллов. М.: Наука. Главн. ред. физ.-мат. лит., 1983. 320 с.

Conversion of selective characteristics of electrically controlled chirped multilayer inhomogeneous diffraction structures based on photopolymerizing compositions with nematic liquid crystals

S. N. Sharangovich, V. O. Dolgirev, D. S. Rastrygin

*Tomsk State University of Control and Radioelectronics Systems,
Tomsk, 634050 Russia*

* e-mail: gg9dragon9gg@gmail.com

We developed the analytical model of optical radiation diffraction on chirped multilayer inhomogeneous diffraction structures formed by the holographic method in photopolymerizing compositions with nematic liquid crystals having smooth optical heterogeneity in layer thickness. By numerical calculation, it was shown that using the chirping method it is possible to multiply the angular and spectral characteristics of multilayer inhomogeneous holographic diffraction structures formed in photopolymerizing compositions with nematic liquid crystals.

Keywords: multilayer inhomogeneous diffraction structures, photopolymerizing compositions with nematic liquid crystals, chirped structures