

УДК 535.33:535.417:773.93

С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович

Преобразование амплитудных и поляризационных характеристик световых пучков электрически управляемыми неоднородными ФПМ-ЖК голографическими фотонными структурами

На основе модели дифракции произвольно поляризованных световых пучков на неоднородной ФПМ-ЖК голографической фотонной структуре (ФС) пропускающего типа получены амплитудно-фазовые и поляризационные передаточные функции ФС. Представлены результаты численного моделирования, описывающие преобразование частотно-угловых спектров и поляризационных параметров расходящихся световых полей при их взаимодействии с электрически управляемой ФПМ-ЖК ФС в условиях больших эффективностей дифракции.

Ключевые слова: фотополимерно-жидкокристаллический материал, голографическая неоднородная дифракционная структура, дифракционные характеристики, поляризационные свойства.

Введение

Управление дифракционными и поляризационными свойствами фотонных структур (ФС), образованных в фотополимерных материалах с жидкокристаллической компонентой (ФПМ-ЖК), делает возможным применение таких материалов в качестве базового элемента для динамических спектрально-селективных и коммутационных элементов фотоники [1].

В работе [2] получена математическая модель дифракции расходящихся световых пучков на неоднородных ФС в ФПМ-ЖК с учетом неоднородности амплитудного профиля первой гармоники $n_1(\tau, y)$ показателя преломления (ПП), которая позволяет провести исследования таких структур в качестве активного элемента для систем оптической связи и обработки информации. Однако данная модель не учитывала поляризационные свойства световых пучков. Указанные свойства для однородных ФС в ФПМ-ЖК в приближении взаимодействия плоских световых волн с линейной s - или p -поляризацией были исследованы в работах [3, 4].

Целью данной работы являются разработка аналитической модели взаимодействия произвольно-поляризованных световых пучков с неоднородной электрически управляемой одномерной ФС в ФПМ-ЖК, описывающей преобразование амплитудных и поляризационных характеристик световых пучков, и численное моделирование дифракционных и поляризационных характеристик таких структур при различных профилях ПП и сильной расходимости светового излучения в условиях больших эффективностей дифракции.

Аналитическая модель

Пусть на возмущенную ФС область ФПМ-ЖК падает расходящийся световой пучок $E^0(\omega, \theta)$, характеризуемый частотно-угловым спектром (ЧУС) $E^0(\omega, \theta)$, волновым вектором \mathbf{k}_0^m и комплексным единичным вектором поляризации \mathbf{e}^0 (рис. 1). Представим его в поляризационном базисе $\{\mathbf{e}_0^o, \mathbf{e}_0^e\}$ как

$$E^0(\omega, \theta) = \sum_{m=o,e} \mathbf{e}_0^m E^m(\omega, \theta) \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_0^m \cdot \mathbf{r})], \quad (1)$$

где $E^m(\omega, \theta) = (\mathbf{e}_0^m \cdot \mathbf{e}^0) E^0(\omega, \theta)$; \mathbf{e}_0^m – единичные векторы поляризации собственных волн ФПМ-ЖК в направлении \mathbf{k}_0^m ; угол θ характеризует направление плосковолновых компонент ЧУС $E^0(\omega, \theta)$ относительно волновых нормалей \mathbf{N}^m световых пучков; m – индекс, соответствующий обыкновенной ($m=o$) и необыкновенной ($m=e$) волне; \mathbf{r} – радиус-вектор.

На выходе ФПМ-ЖК слоя в результате взаимодействия пучка $E^0(\omega, \theta)$ с ФС формируются дифрагированные световые пучки, которые представим через соответствующие частотно-угловые спектры $E_j^m(\omega, \theta)$:

$$\mathbf{E}_j(\omega, \theta) = \sum_{m=0,e} \mathbf{e}_j^m E_j^m(\omega, \theta) \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_j^m \cdot \mathbf{r})], \quad (2)$$

где $j = 0; 1$ – порядок дифракции; \mathbf{e}_j^m – вектор поляризации собственной волны с амплитудой $E_j^m(\omega, \theta)$ и волновым вектором $\mathbf{k}_j^m = k n_j^m \mathbf{N}_j^m$; $k = 2\pi/\lambda$ и λ – длина волны.

Используя матричные передаточные функции [2], описывающие брэгговское взаимодействие световых пучков с ФПМ-ЖК ФС, взаимосвязь ЧУС $E_j^m(\omega, \theta)$ на выходе ФС с распределением $E^m(\omega, \theta)$ удобно описать, воспользовавшись формализмом Джонса:

$$\mathbf{E}_j = \mathbf{H}_j \mathbf{T}_j \cdot \mathbf{E}^0, \quad (3)$$

где $\mathbf{E}_j = \begin{pmatrix} E_j^o(\omega, \theta) \\ E_j^e(\omega, \theta) \end{pmatrix}$ – векторы Джонса взаимодействующих пучков; $\mathbf{E}^0 = \begin{pmatrix} E^o(\omega, \theta) \\ E^e(\omega, \theta) \end{pmatrix}$ – вектор

Джонса падающего пучка; $\mathbf{H}_j = \begin{pmatrix} H_j^o(\omega, \theta) & 0 \\ 0 & H_j^e(\omega, \theta) \end{pmatrix}$ – матрица Джонса, описывающая брэг-

говское взаимодействие световых пучков с ФПМ-ЖК ФС; $\mathbf{T}_j = \begin{pmatrix} T_j^o & 0 \\ 0 & T_j^e \end{pmatrix}$ – матрица Джонса,

характеризующая фазовые набегги при прохождении световых волн через слой ФМП-ЖК в направлении \mathbf{k}_j^m ; $T_j^m = \exp(i\mathbf{k}_j^m \cdot \mathbf{r})$ – передаточные функции невозмущенного слоя ФПМ-ЖК ($m=0,e$).

Элементы $H_j^m(\omega, \theta)$ являются передаточными функциями, описывающими взаимодействие собственных волн ФПМ-ЖК, и определяются соотношениями [2]:

$$H_0^m(\omega, \theta) = 1 - \frac{b_0^{m2}(E)}{2} A \int_{-1}^{+1} \exp\left[i \frac{\Delta K^m L}{2} (1-q)\right] \times \\ \times \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] \cdot {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \quad (4)$$

$$H_1^m(\omega, \theta) = -i \frac{b_1^m(E)}{2} \int_{-1}^{+1} \exp\left[-i \frac{\Delta K^m L}{2} (1-q)\right] \times \\ \times \cosh^{-1}\left[c(s(1-q)/2-t)\right] \cdot {}_2F_1(-\alpha, \alpha, 1; w) dq, \quad (5)$$

где ${}_2F_1(a, b; c; z)$ – гипергеометрическая функция Гаусса; $b_j^m(E)$ – параметр связи; c, s, t – параметры, характеризующие неоднородность профиля ПП; $\alpha = b_j^m(E)$. Указанные параметры, как и A, w , определены в [2].

Параметр фазовой расстройки ΔK^m в общем случае является функцией управляющего электрического поля E , частоты падающего света ω , угла θ и может быть аппроксимирован линейным соотношением [2]

$$\Delta K^m = \Delta K^m(E) + \Delta K^m(\theta) + \Delta K^m(\omega), \quad (6)$$

где зависимость $\Delta K^m(E)$ обусловлена изменением геометрии дифракции при вариации E ; $\Delta K^m(\omega) = (C - AD/B)\omega$; $\Delta K^m(\theta) = (D/B)\theta$, а коэффициенты A, B, C, D определены в [2].

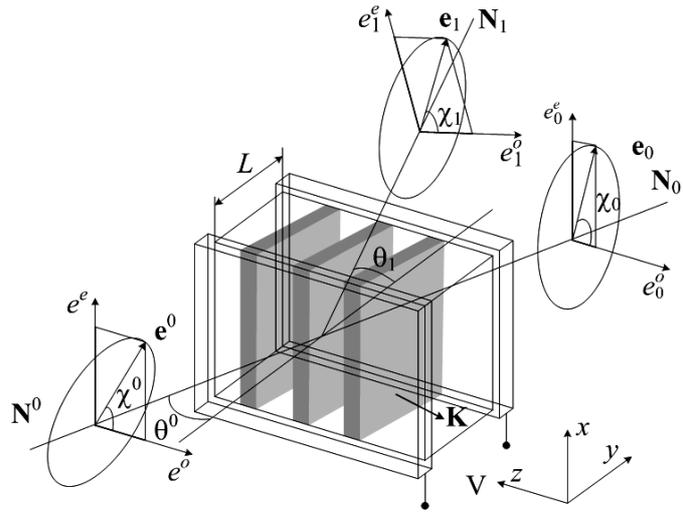


Рис. 1. Геометрия дифракции

Результирующие распределения интенсивности дифракционного поля ($j = 0, 1$) на выходе ФМП-ЖК ФС с учетом (3)–(5) запишутся, как

$$I_j(\omega, \theta) = \mathbf{E}_j \cdot \mathbf{E}_j^* = (\mathbf{H}_j \mathbf{T}_j \cdot \mathbf{E}^0) \cdot (\mathbf{H}_j \mathbf{T}_j \cdot \mathbf{E}^0)^* \quad (7)$$

Для определения поляризационных характеристик дифракционного поля (см. рис. 1) воспользуемся введенным в [6] комплексным параметром – фазором

$\mu_j = E_j^e(\omega, \theta) / E_j^o(\omega, \theta)$. С учетом (3) μ_j можно представить в виде

$$\mu_j = \frac{T_j^e H_j^e(\omega, \theta)}{T_j^o H_j^o(\omega, \theta)} \cdot \frac{E^e(\omega, \theta)}{E^o(\omega, \theta)} = H_{pj} \mu^0, \quad (8)$$

где $\mu^0 = E^e(\omega, \theta) / E^o(\omega, \theta)$ – фазор падающего пучка, а

$$H_{pj} = T_j^e H_j^e(\omega, \theta) / T_j^o H_j^o(\omega, \theta) \quad (9)$$

есть поляризационная передаточная функция ФМП-ЖК фотонной решетки соответствующего дифракционного порядка ($j = 0, 1$).

Тогда распределение азимута χ_j и эллиптичности ρ_j дифракционного поля ($j = 0, 1$) в поляризационных базисах на векторах \mathbf{e}_j^m (см. рис. 1) можно определить из следующих выражений [5]:

$$\operatorname{tg} 2\chi_j = \frac{2\operatorname{Re}\mu_j}{1 - |\mu_j|^2}, \quad \rho_j^2 = \frac{1 - \left[1 + 4\operatorname{Im}^2 \mu_j / (1 - |\mu_j|^2)^2 \right]^{0,5}}{1 + \left[1 + 4\operatorname{Im}^2 \mu_j / (1 - |\mu_j|^2)^2 \right]^{0,5}} \quad (10)$$

Применяя обратное преобразование Фурье к (3), можно получить распределения для дифрагированных пучков $E_j^m(\xi_j)$ в апертурных координатах ξ_j [2] и, воспользовавшись выражениями $\mu_j = E_j^e(\xi_j) / E_j^o(\xi_j)$, а также (8) и (10), определить соответствующие распределения поляризационных параметров.

Таким образом, представленная аналитическая модель, определяемая выражениями (4)–(9), описывает амплитудные и поляризационные параметры дифракционного поля на выходе ФМП-ЖК ФС.

Численное моделирование

При численном моделировании на основе выражений (4)–(9) были исследованы распределения пространственных профилей интенсивности, азимута и эллиптичности дифрагированных пучков, а также распределения указанных параметров по их угловым спектрам.

В расчетах полагалось, что линейно поляризованный гауссов световой пучок с азимутом $\chi^0 = 45^\circ$ и геометрическим параметром $g = 1,68$, характеризующим, согласно [2], условия превышения пространственного спектра падающего пучка над соответствующим параметром амплитудного распределения ФС, падает под углом $\theta^0 = 10^\circ$ на ФМП-ЖК ФС с толщиной $L = 10$ мкм и планарной ориентацией молекул жидкого кристалла.

Для характерного отношения параметров связи $b_1^0(E) = 1,6b_1^e(E)$, взятых из экспериментальных результатов [3, 4], на рис. 2, а, в, д представлены распределения интенсивности $I_1(\Delta K^*)$ по угловым спектрам, а также азимута $\chi_1(\Delta K^*)$ и эллиптичности $\rho_1(\Delta K^*)$, для однородного (кривая 1), спадающего (кривая 2) и куполообразного (кривая 3) профилей ПП ФС [2], где согласно (6) ΔK^* линейно связана с θ .

Соответствующие распределения по пространственной координате дифрагированного светового поля $I_1(\xi_1) = \mathbf{E}_j(\xi_1) \cdot \mathbf{E}_j^*(\xi_1)$ представлены на рис. 2, б, г, е, где ξ_1 – апертурная координата [2].

На рис. 2 результаты численного моделирования представлены в нормированных переменных $\Delta K^* = \Delta K^e(\theta)L$, ξ_1/W , где $2W$ – ширина гауссова пучка на входе ФС (при $y = 0$).

В результате моделирования было установлено, что при дифракции световых пучков на ФПМ-ЖК ФС для всех представленных профилей наблюдается преобразование поляризации по угловым спектрам и пространственным профилям.

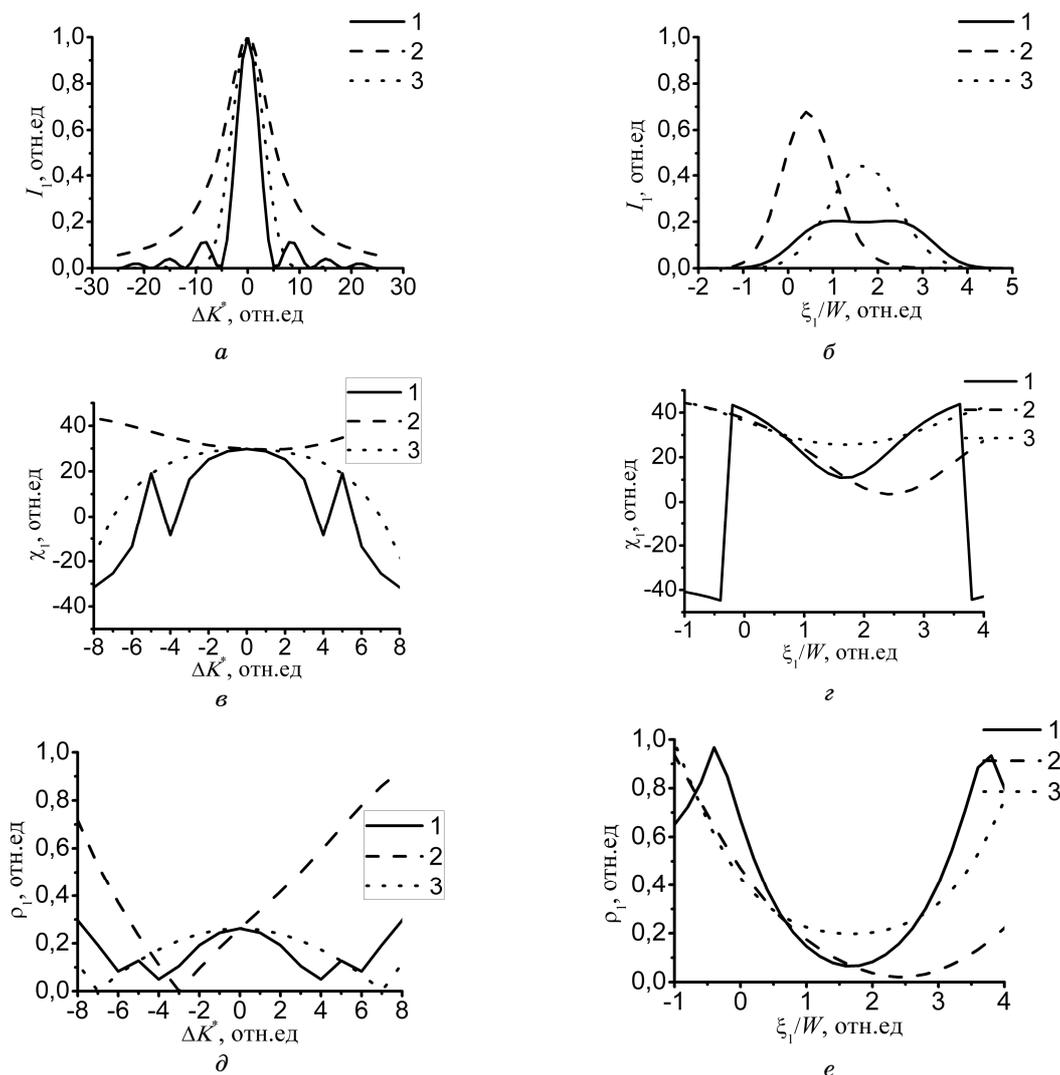


Рис. 2. Распределение передаточной функции (а), интенсивности (б), азимута (в, г) и эллиптичности (д, е) от фазовой расстройки и апертурной координаты

Из рис. 2, в видно, что среднее значение азимута по угловому спектру дифрагированного пучка для всех профилей ПП ФС составляет 25° , с наименьшей неоднородностью ($\sim 33\%$) для куполообразного профиля ПП.

Для этих же профилей наблюдается преобразование линейно поляризованной волны в эллиптически поляризованную (см. рис. 2, д) в пределах углового спектра. Так, среднее значение эллиптичности дифрагированной волны составляет 0,25 с минимальной неоднородностью для куполообразного профиля ПП, составляющей $\sim 34\%$ (кривая 3).

Для спадающего профиля ПП ФС наблюдается преобразование эллиптичности в пределах угловой апертуры дифрагированного пучка от линейной, при $\Delta K^* = 3$, до круговой, при $\Delta K^* = 8$. Для однородного профиля ПП ФС и малой расходимости падающего пучка дифрагированный пучок по пространственной координате имеет линейную поляризацию, с азимутом $10,2^\circ$, без неоднородностей азимута и эллиптичности по апертурной координате.

При большой расходимости падающего светового пучка среднее значение азимута выходного пучка по пространственной координате для всех исследованных профилей ПП ФС составляет 30° (см. рис. 2, г) с наименьшей неоднородностью для куполообразного профиля ПП по азимуту, равной 24% .

Более существенные изменения происходят в эллиптичности дифрагированных пучков. Как видно из рис. 2, *e*, на периферийных участках профиля дифрагированный пучок эллиптически поляризован для всех профилей ПП ФС. Для однородного ПП ФС $\rho_1(\xi_1)$ меняется от круговой поляризации до линейной. Наименьшей неоднородностью по эллиптичности характеризуется взаимодействие с ФС, имеющей куполообразный профиль ПП, что составляет 55% (см. рис. 2, *e*).

Заметим, что для симметричных профилей ПП характерно максимальное отклонение азимута и эллиптичности от среднего значения при $\xi_1/W=g=1,68$ (см. рис. 2, *z, e*).

Заключение

В работе представлена аналитическая модель взаимодействия световых пучков с неоднородной электрически управляемой одномерной ФПМ-ЖК ФС, описывающей амплитудно-фазовое распределение, частотно-угловые спектры и поляризационные параметры дифракционного поля. Представлен численный анализ поляризационных параметров дифрагированного поля, который показывает, что неоднородность профиля ПП при больших эффективностях дифракции приводит к существенным изменениям в амплитудной и поляризационной структурах дифракционного светового поля. Предложенная модель может быть полезна при использовании ФПМ-ЖК в качестве электрически управляемых спектрально-селективных коммутационных элементов фотоники.

Работа выполнена по проекту № РНП.2.1.1.429 программы «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2009–2010 гг. и ГК № 02.740.11.0553 ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России».

Литература

1. Paras N. Prasad. Nanophotonics. – Hoboken (New Jersey): John Wiley & Sons, Inc., 2004. – 418 p.
2. Ноздревых Б.Ф. Дифракционные характеристики пропускающих неоднородных фотонных структур в фотополимеризующихся жидкокристаллических композиционных материалах / Б.Ф. Ноздревых, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Доклады Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники. – 2010. – № 1(21), ч. 2. – С. 109–117.
3. Sutherland R.L. Polarization and switching properties of holographic polymer-dispersed liquid-crystal grating. I. Theoretical model / R.L. Sutherland // JOSA B. – 2002. – Vol. 19, № 12. – P. 2995–3003.
4. Polarization characteristics of polymer-liquid-crystal diffraction gratings / G.M. Zharkova, I.V. Samsonova, S.A. Streltsov et al. // Optical instrumentation and technology. – 2008. – Vol. 75, № 8. – P. 514–517.
5. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. – М.: Едиториал УРСС, 2004. – 384 с.
6. Аззам Р. Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Аззам, Н. Башара. – М.: Мир, 1981. – 583 с.

Устюжанин Сергей Владимирович

Ассистент каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники (СВЧКР) ТУСУРа
Тел.: (382-2) 70-15-18
Эл. почта: ustyuzhaninsv@svch.rk.tusur.ru

Шарангович Сергей Николаевич

Канд. физ.-мат. наук проф. зав. каф. СВЧКР ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-36-43
Эл. почта: shr@tusur.ru

Ustyuzhanin S.V., Sharangovich S.N.

Transformation of amplitude and polarization properties of light beams by non-uniform electro-controlled PDLC holographic structures

Amplitude, phase and polarization transfer functions of non-uniform holographic transfer photon structure have been found on the basis of the diffraction model of arbitrary polarized light beams in polymer dispersed liquid crystals (PDLC). The results of numerical simulation, which describe transformation of frequency angular spectra and polarization parameters of divergent beams while their interacting with electro-controlled PDLC holographic photon structure in the case of high diffraction efficiency, are presented.

Keywords: photopolymer liquid crystal material, non-uniform holographic diffraction structure, diffraction properties, polarization properties.