УДК 535.421:773.93

А.О. Семкин, С.Н. Шарангович

Дифракционные характеристики фотонных ФПМ-ЖК структур при сложной дискретной пространственной неоднородности управляющего поля

Разработана теоретическая модель дифракции световых пучков на голографических фотонных структурах, сформированных в фотополимерных материалах с жидкокристаллической компонентой (ФПМ-ЖК), при воздействии дискретно пространственно неоднородного электрического поля. Проведено численное моделирование дифракционной эффективности фотонных структур под действием внешнего управляющего поля, при различной топологии электродной структуры на поверхности образца в приближении заданного поля. На основе проведенного моделирования показан метод аподизации голографических фотонных ФПМ-ЖК структур.

Ключевые слова: ФПМ-ЖК, голографические фотонные структуры, аподизация.

В развитии современных волоконно-оптических систем передачи наметилась тенденция к переходу на полностью оптические устройства, не требующие преобразования оптической энергии в электрическую для операций коммутации, мультиплексирования и фильтрации информационных потоков. В данных условиях одним из перспективных физических явлений для разработки устройств подобного рода является дифракция световых пучков на управляемых внешним электрическим полем голографических фотонных структурах (ГФС), сформированных в фотополимерных материалах с жидкокристаллической компонентой (ФПМ-ЖК). Характеристики данных структур являются предметом исследования многих групп ученых [1, 2 и др.]. Методы управления, в зависимости от концентрации молекул жидкого кристалла (ЖК), описаны в работах [3–6]. Кроме этого, в работах [5, 6] исследовано влияние пространственной неоднородности (перемены полярности) управляющего поля на дифракционные характеристики ГФС. Целью данной работы является исследование влияния дискретно неоднородного электрического поля, формируемого многоэлементной электродной структурой, на передаточные функции ФПМ-ЖК ГФС.

Рассмотрим двумерную дифракцию Брэгга необыкновенных волн на фотонной структуре в образце ФПМ-ЖК без учета самовоздействия световых пучков. Пространственная неоднородность управляющего электрического поля формируется неоднородной топологией электродной структуры на поверхности образца (рис. 1, *a*). Воздействие внешнего поля приводит к изменению ориентации молекул жидкого кристалла в образце, что, в силу неоднородности воздействия, приводит к неоднородному изменению дифракционных характеристик фотонной структуры [5, 6] (рис. 1, δ)/





На рис. 1 $E_p(\mathbf{r})$ – падающий пучок, для упрощения анализа разделенный на два: $E_{p0}(\mathbf{r})$ и $E_{p1}(\mathbf{r})$, дифрагирующих на областях воздействия электрических полей разной полярности (сформированных двумя сегментами электродной структуры); соответствующие им $E_{00}(\mathbf{r})$ и $E_{01}(\mathbf{r})$ – прошедшие и $E_{10}(\mathbf{r})$ и $E_{11}(\mathbf{r})$ – дифрагировавшие в первый порядок пучки; $T_{d0}(\Delta, E), T_1(\Delta, E)$ – парциальные передаточные функции фотонной структуры при воздействии внешнего поля положительной полярности (кривая *l* на рис. 1, δ) и отрицательной полярности (кривая *2* на рис. 1, δ) соответственно [5, 6]; $T_d(\Delta, E) = T_{d0}(\Delta, E) + T_{d1}(\Delta, E)$ – результирующая передаточная функция для пучка первого порядка дифракции (кривая *3* на рис. 1, δ) [5, 6]; параметры +E и -E обозначают поля полож которой наблюдается эффект Фредерикса.

Амплитудные профили пучков $E_{i,j}(\mathbf{r})$ при воздействии знакопеременного поля находятся из решения системы уравнений связанных волн (УСВ):

$$\mathbf{N}_{r0,j}^{e} \cdot \nabla E_{0,j}^{e}(\mathbf{r}) = -iC_{1,j}^{e}(\mathbf{r})E_{1,j}^{e}(\mathbf{r})n^{1}(\mathbf{r})\exp(+i\Theta_{j}(\mathbf{r})), \qquad (1)$$

$$\mathbf{N}_{r1,j}^{e} \cdot \nabla E_{1,j}^{e}(\mathbf{r}) = -iC_{0,j}^{e}(\mathbf{r})E_{0,j}^{e}(\mathbf{r})n^{1}(\mathbf{r})\exp(-i\Theta_{j}(\mathbf{r})), \qquad (2)$$

где $C_{i,j}^{e}(\mathbf{r})$ – локальные амплитудные коэффициенты связи; $n_{i,j}^{e}$ – показатели преломления, e соответствует необыкновенной волне; $n^{1}(\mathbf{r})$ – нормированный амплитудный профиль первой гармоники показателя преломления ГФС; $\mathbf{N}_{r0,1}^{e}$ – групповые нормали; $\Theta_{j}(\mathbf{r})$ – параметр интегральной фазовой расстройки, определяющий влияние пространственной неоднородности $\Delta K_{j}(\mathbf{r}, E)$ на условия дифракции световых волн:

$$\Theta_j(y,E) = \int_0^y \Delta K_j(y',E) dy', \qquad (3)$$

где $\Delta K_j(y, E)$ – модуль пространственно неоднородного вектора фазовой расстройки $\Delta \mathbf{K}_j(\mathbf{r}, E) = \mathbf{k}_0(\mathbf{r}, E) - \mathbf{k}_1(\mathbf{r}, E) + \mathbf{K}$, характеризующей изменение геометрии дифракции вследствие воздействия электрического поля

Тогда, используя решение УСВ (1), (2) в оптически неоднородной среде в приближении заданного поля (при малых дифракционных эффективностях), представляя амплитудное распределение дифракционного светового поля в виде угловых спектров (УС), для знакопеременного внешнего воздействия можем записать:

$$E_d(\theta, E) = E_{p0}(\theta)T_{d,0}(\Delta, E) + E_{p1}(\theta)T_{d,1}(\Delta, E), \qquad (4)$$

где введены парциальные передаточные функции (ПФ) ДС

$$T_{d,j}(\Delta, E) = \frac{1}{d} \cdot \int_{0}^{d} C(y, E) \cdot n^{1}(y) \cdot \exp\left[i \cdot \left(\Delta \frac{y}{d} + \Theta_{j}(y, E)\right)\right] dy,$$
(5)

 $E_{pj}(\theta)$ – УС падающего светового поля; C(y,E) – амплитудный коэффициент связи; $\Delta(\delta\theta)$ – относительная расстройка, $\delta\theta = \theta - \theta_{\delta}$ – отклонение от угла Брэгга θ_{δ} , угол θ здесь характеризует направление плосковолновых компонент УС $E_{d,j}(\theta,E)$ относительно волновых нормалей $N_{d,j}$ световых пучков.

Используя аналогичный подход, можно проанализировать воздействие управляющего поля более сложной, многоэлементной структуры, которое может быть сформировано несколькими сегментами электродов на поверхности образца. На рис. 2, *а* и *б* приведены примеры реализации дискретно неоднородного внешнего поля, образованного тремя и четырьмя сегментами электродов соответственно.

Таким образом, определив передаточные функции $T_{d,j}(\Delta, E)$ для каждого сегмента электродной структуры в зависимости от полярности электрического поля, угловой спектр дифракционного све-

тового поля в дальней зоне для приведенных на рис. 2, *а* (выражение 6) и б (выражение 7) случаев может быть представлен в виде

$$E_{d}(\theta, E) = E_{p0}(\theta)T_{d,0}(\Delta, E) + E_{p1}(\theta)T_{d,1}(\Delta, E) + E_{p2}(\theta)T_{d,0}(\Delta, E), \qquad (6)$$

$$E_{d}(\theta, E) = E_{p0}(\theta)T_{d,0}(\Delta, E) + E_{p1}(\theta)T_{d,1}(\Delta, E) + E_{p2}(\theta)T_{d,0}(\Delta, E) + E_{p3}(\theta)T_{d,1}(\Delta, E),$$
(7)

а обобщенное выражение для УС дифракционного поля, при любом числе сегментов будет иметь вид

$$E_{d}(\theta, E) = \sum_{j=1}^{n} E_{p,j}(\theta) T_{d,0}(\Delta, E) + \sum_{i=1}^{k} E_{p,i}(\theta) T_{d,1}(\Delta, E), \qquad (8)$$

где j, i – номера пучков, дифрагирующих на областях с положительной и отрицательной полярностью соответственно; n, k – количество соответствующих им сегментов электродной структуры; $T_{d,0}(\Delta, E)$, $T_{d,1}(\Delta, E)$ – передаточные функции фотонной структуры в области действия внешнего поля положительной и отрицательной полярностей соответственно.



Рис. 2. Воздействие дискретно пространственно неоднородного электрического поля из трех (*a*) и четырех (*б*) сегментов

Дифракционную эффективность (ДЭ) ГФС под действием внешнего поля сложной структуры в зависимости от величины воздействия и угловой расстройки можно представить в следующем виде:

$$\eta(\theta, E) = \left| E_d(\theta, E) \right|^2 / \left| E_p(\theta) \right|^2, \qquad (9)$$

где $E_p(\theta) = \sum_{j=1}^{n+k} E_{p,j}(\theta)$ – угловой спектр падающего пучка (рис. 2, *a*, *б*).

Численное моделирование ДЭ ГФС проводилось на основе (9) при падении на фотонную структуру плоской волны для электродных структур, состоящих из 3, 4, 5 и 6 сегментов. Угловая селективность в зависимости от количества сегментов структуры при воздействии электрического поля E=1, $1E_c$ представлена на рис. 3, *a*. На рис. 3, *b* приведена зависимость дифракционной эффективности ГФС при падении на нее слаборасходящегося пучка от величины внешнего воздействия $\eta(\theta, E)$.

Как видно из рис. 3, *a*, количество сегментов управляющего поля влияет на ДЭ только в случае их нечетного количества (на рис. 3, *a* кривая 1 - для 3 сегментов, кривая 3 - для 5 сегментов). Воздействие электрического поля, сформированного из четного количества сегментов, не изменяет характеристику ГФС (кривые 2 и 4 на рис. 3, *a*). Данный факт объясняется тем, что в (6)–(8) угловые спектры дифрагирующих пучков складываются с учетом фазы и в случае их четного числа разность фаз между ними сохраняется, однако в случае нечетного числа пучков фазовый сдвиг будет увеличиваться с ростом количества сегментов.

Этот же эффект виден и из рис. 3, б, где кривые 2 и 4 соответствуют четному числу сегментов электродной структуры, а кривая 1 – трехэлементной, кривая 2 – пятиэлементной структуре соответственно.



Рис. 3. Дифракционные характеристики при динамической аподизации ГФС с нечетным (*a*) и четным (б) количеством сегментов электродной структуры

Прекращение подачи напряжения на один или несколько сегментов сложной дискретной структуры электродов позволяет управлять угловой селективностью фотонной структуры в режиме ре-

ального времени. Это позволяет говорить о новом методе динамической аподизации ГФС в ФПМ-ЖК. На рис. 4 приведен результат моделирования угловой селективности фотонной структуры при отсутствии напряжения на некоторых сегментах электродных структур.

Рис. 4. Динамическая аподизация ГФС в ФПМ-ЖК



На рис. 4 кривая *1* соответствует «выключению» одного сегмента при трехэлементной электродной структуре, кривые *2* и *4* соответствуют дифракции света на сегментах только положительной полярности (остальные сегменты «выключены») при их четном количестве, кривая *3* соответствует «выключению» одного из пяти сегментов структуры. Видно, что выбор задействованных сегментов многоэлементной электродной структуры позволяет дополнительно управлять угловой селективностью ГФС.

Приведенная в данной работе теоретическая модель описывает дифракцию световых пучков на ГФС, сформированных в ФПМ-ЖК при воздействии сложного дискретно пространственно неоднородного электрического поля. Представленные зависимости ДЭ от общего количества сегментов электродной структуры и от количества активных сегментов позволяет говорить о новом методе динамической аподизации ФПМ-ЖК фотонных структур. Данный метод может быть использован при построении полностью оптических приборов оптоэлектроники и фотоники.

Использование большого количества сегментов электродной структуры увеличивает роль самовоздействия световых пучков в образце в процессе дифракции. Изучение данных явлений ляжет в основу дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2014 г. (№ 2014/225).

Литература

1. Sutherland R.L. Polarization and switching properties of holographic polymer-dispersed liquidcrystal grating. I. Theoretical model // JOSA B. – 2002. – Vol. 19, № 12. – P. 2995–3003.

2. Electro-optic properties of switchable gratings made of polymer and nematic liquid-crystal slices / A. d'Alessandro, R. Asquini, C. Gizzi et al. // Optics Letters. – 2004. – Vol. 29, № 12. – P. 1405–1407.

3. Ноздреватых Б.Ф. Векторная модель дифракции света на электрически управляемых неоднородных дифракционных структурах в фотополимеризующихся жидкокристаллических

композиционных материалах / Б.Ф. Ноздреватых, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Доклады ТУСУРа. – 2007. – № 2(16). – С. 192–197.

4. Ноздреватых Б.Ф. Дифракционные характеристики пропускающих неоднородных фотонных структур в фотополимеризующихся жидкокристаллических композиционных материалах / Б.Ф. Ноздреватых, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Доклады ТУСУРа. – 2010. – № 1(21), ч. 2. – С. 109–117.

5. Семкин А.О. Дифракционные характеристики ФПМ-ЖК фотонных структур при воздействии знакопеременного электрического поля / А.О. Семкин, С.Н. Шарангович // Известия РАН. Сер. физическая. – 2013. – Т. 77, №12. – С. 1722–1725.

6. Семкин А.О. Взаимодействие световых пучков с голографическими фотонными ФПМ-ЖКструктурами при неоднородном управляющем электрическом поле / А.О. Семкин, С.Н. Шарангович // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 9/2. – С. 21–24.

Семкин Артем Олегович

Аспирант каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники (СВЧиКР) ТУСУРа Тел.: 8-923-427-59-95 Эл. почта: a.o.semkin@gmail.com

Шарангович Сергей Николаевич

Канд. физ.-мат. наук, профессор, зав. каф. СВЧиКР Тел.: 8 (3822) 41-36-43 Эл. почта: shr@tusur.ru

Semkin A.O., Sharangovich S.N. The diffraction characteristics of the PDLC photonic structures with complex discrete spatial inhomogeneity of the control field

In the research we developed the theoretical model of light beam diffraction on the holographic photonic structures formed in polymer-dispersed liquid crystal (PDLC), under the influence of the discrete spatially inhomogeneous electric field. A numerical simulation of diffraction characteristics under the action of an external control field, with the different electrode structure topology on the surface of the sample is performed in the fixedfield approximation. A new apodization method of holographic photonic PDLC structures is shown based on the simulation results.

Keywords: polymer-dispersed liquid crystal, holographic photonic structures, apodization.