



## 2. Аналитическая модель

Рассмотрим двумерное брэгговское взаимодействие когерентных, монохроматических световых пучков  $E_0^m$ ,  $E_1^m$  ( $m=0$  – обыкновенная,  $m=e$  – необыкновенная волна) с пространственно неоднородной ФПМ-ЖК ФС с вектором решетки  $\mathbf{K}$ . Пространственная геометрия взаимодействия представлена на рис.1. Волновые вектора  $\mathbf{k}_0^m, \mathbf{k}_1^m$  световых пучков и вектор  $\mathbf{K}$  лежат в плоскости  $YZ$ .

### Амплитудные профили

При моделировании использовалась аналитическая модель [16,19], определяющая в геометро-оптическом приближении пространственные распределения профилей световых пучков  $E_0(\xi_0)$ ,  $E_1(\xi_1)$  в апертурных координатах (рис.1)

$$\xi_0 = -\eta_0 y + v_0 z, \quad \xi_1 = \eta_1 y - v_1 z, \quad (1)$$

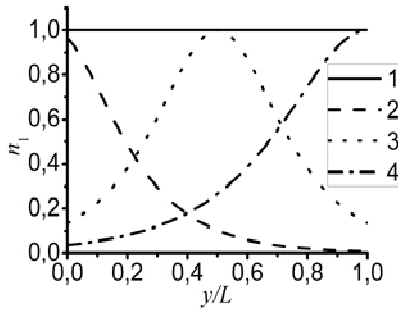


Рис. 2. Зависимость  $n_1(y)$

отсчитываемых вдоль осей перпендикулярных лучевым нормальям  $\mathbf{N}_{rj}$  (рис.1), где  $v_j = \mathbf{N}_{rj} \cdot \mathbf{y}_0$ ,  $\eta_j = \mathbf{N}_{rj} \cdot \mathbf{z}_0$ , и позволяющая численно исследовать дифракционные свойства ФС в ФПМ-ЖК материалах с учетом статистики распределения ЖК молекул в капсулах и ориентационного влияния электрического поля, степени расходимости считывающего светового пучка и неоднородного характера профиля ПП,

Вид неоднородности профиля  $n_1(y)$  ПП ФС задается модельной функцией  $n_1(y, c, s, t) = ch^{-1}[c(sy - t)]$  [16,18], где параметры  $c, s, t$  определяют, соответственно степень неоднородности, асимметрии и смещения. В работе

рассмотрены наиболее характерные варианты неоднородностей профиля  $n_1(y)$  ПП ФС, формируемые в процессе записи [7] (рис.2): однородный (кривая 1), спадающий (кривая 2), куполообразный (кривая 3), возрастающий (кривая 4).

Результирующие выражения для амплитуд профилей дифракционного поля в точке Р с координатами  $\xi_0 = \xi$ ,  $\xi_1 = \eta$  (в ближней зоне), согласно [16,19], имеют вид:

в нулевом порядке  $E_0^m(\xi, E, g)$

$$E_0^m(\xi, E, g) = E^m \left( \frac{\xi}{v_0} \right) - \frac{b_0^{m^2}(E)}{2} A \int_{-1}^{+1} E^m \left( \frac{\xi}{v_0} - g(1-q) \right) \times \\ \times \exp \left[ i \frac{\Delta K^m L}{2} (1-q) \right] \sinh \left[ \frac{cs(1+q)}{2} \right] {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \quad (2)$$

первом порядке  $E_1^m(\eta, E, g)$

$$E_1^m(\eta, E, g) = -i \frac{b_1^m(E)}{2} \int_{-1}^{+1} E^m \left( g(1-q) - \frac{\eta}{v_1} \right) \exp \left[ -i \frac{\Delta K^m L}{2} (1-q) \right] \times \\ \times \cosh^{-1} [c(s(1-q)/2 - t)] {}_2F_1(-\alpha, \alpha; 1; w) dq, \quad (3)$$

где  ${}_2F_1(a, b; c; z)$  – гипергеометрическая функция Гаусса,  $\alpha = b_j^m(E)$ ,

$w = \sinh[cs(1-q)/2] \sinh[cs(1+q)/2] / \cosh[ct] \cosh[c(s-t)]$ ;  $A = (c \cosh[ct] \cosh[c(s-t)])^{-1}$ ;

$$b_j^m(E) = L \cdot C_j^m(E) / \sqrt{v_1 v_0}, \quad (4)$$

$C_{0,1}^m(E) = 0,25 \omega (e_1^m \langle \Delta \varepsilon(E) \rangle e_0^m) (c_c n_{1,0}^m \cos \beta_{1,0}^m)^{-1}$  - коэффициенты связи,  $\langle \Delta \varepsilon(E) \rangle$  – статистически усредненное возмущение тензора диэлектрической проницаемости [5], характеризующие ориентационное воздействие управляющего электрического поля  $E$ ,  $\Delta K^m = |\mathbf{k}_0^m - \mathbf{k}_1^m + \mathbf{K}|$  - фазовая расстройка;  $\mathbf{e}_j^m$ ,  $\beta_j^m$  - поляризации

и углы сноса,  $n_j^m$  - показатели преломления,  $v_j = \cos \varphi_j$ ,  $\varphi_j$  - углы между лучевыми нормальями  $\mathbf{N}_{rj}$  и осью  $Y$  (рис. 1),  $j=0,1$  - порядок дифракции;  $c_c$  - скорость света,  $E$  – напряженность прикладываемого внешнего электрического поля,  $L$  - толщина образца  $g = 2L \sin(\varphi_0 + \varphi_1) / 2W \cos(\varphi_1)$  - геометрический параметр дифракции [17];  $E^m(\xi)$ ,  $2W$  - амплитудный профиль и ширина падающего пучка на входе ФС (при  $y=0$ ), который для определенности примем гауссовым,  $m=0,e$ - индекс, соответствующий взаимодействию обыкновенных и необыкновенных волн.

Векторные амплитуды дифрагированных и прошедших световых пучков на выходной плоскости ( $y=L$ ) находятся в виде суммы обыкновенных и необыкновенных волн, определяемых решениями (2), (3):

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1(\xi_1, E, g) &= \sum_{m=0,e} \mathbf{e}_1^m E_1^m(\xi_1, E, g) \exp[i\mathbf{k}_1^m(E) \cdot \mathbf{r}], \\ \mathbf{E}_0(\xi_0, E, g) &= \sum_{m=0,e} \mathbf{e}_0^m E_0^m(\xi_0, E, g) \exp[i\mathbf{k}_0^m(E) \cdot \mathbf{r}]. \end{aligned} \quad (5)$$

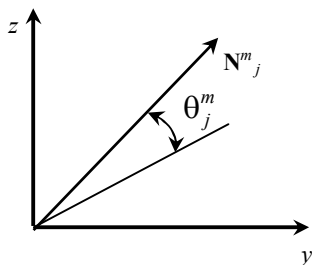


Рис. 3. Координатная система и обозначение  $\theta$

Выражения (2)-(5) полностью определяют распределения амплитудных и поляризационных параметров дифракционного поля на выходе ФПМ-ЖК ФС.

**Передаточные функции**

Для отыскания угловых спектров и пространственных распределений дифракционного поля в дальней зоне будем использовать передаточные функции (ПФ). Используя взаимосвязь пространственных распределений  $E_j^m(\xi_j, E, g)$  и угловых спектров  $E_j^m(\theta, E)$  на выходе ФС с распределением  $E_j^m(\mathbf{r}, E, g)$  в произвольной точке  $P(\mathbf{r})$  дальней зоны  $E_j^m(\theta, E)$ , можно записать:

$$E_j^m(\theta, E) = H_j^m(\theta, E) \cdot E^m(\theta), \quad (6)$$

где угол  $\theta = \theta_j^m$  характеризует направление плосковолновых компонент угловых спектров (УС)  $E_j^m(\theta, E)$  относительно волновых нормалей  $\mathbf{N}_j^m$  световых пучков (рис.2, рис.3),  $E^m(\theta)$  - УС падающего пучка  $E^m(\xi_0)$ ,  $H_j^m(\theta, E)$  - передаточные функции, определенные соотношениями [16,19]:

$$\begin{aligned} H_0^m(\theta, E) &= 1 - \frac{b_0^m(E)}{2} A \int_{-1}^{+1} \exp\left[i \frac{\Delta K^m L}{2} (1-q)\right] \times \\ &\times \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] {}_2F_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} H_1^m(\theta, E) &= -i \frac{b_1^m(E)}{2} \int_{-1}^{+1} \exp\left[-i \frac{\Delta K^m L}{2} (1-q)\right] \times \\ &\times \cosh^{-1}\left[c(s(1-q)/2 - t)\right] {}_2F_1(-\alpha, \alpha; 1; w) dq. \end{aligned} \quad (8)$$

Параметр фазовой расстройки  $\Delta K^m$  в общем случае является функцией управляющего электрического поля  $E$ , частоты падающего света  $\omega$ , угла  $\theta$  (рис. 3) и может быть аппроксимирован линейным соотношением [17]:

$$\Delta K^m = \Delta K^m(E) + \Delta K^m(\theta) + \Delta K^m(\omega), \quad (9)$$

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 [18].

**3. Численное моделирование**

На основе выражений (8), (2) и (3) было проведено численное моделирование следующих зависимостей: квадрата модуля  $H = |H_1^m(\Delta K^*, b_e)|^2$  и фазового распределения  $\arg(H) = \arg(H_1^m(\Delta K^*, b_e))$  ПФ, изменения пространственных профилей интенсивности световых пучков нулевого  $I_0 = I_0^e(\xi_0, b_e, g) = |E_0^e(\xi_0, b_e, g)|^2$  и первого  $I_1 = I_1^e(\xi_1, b_e, g) = |E_1^e(\xi_1, b_e, g)|^2$  порядков дифракции от степени неоднородности профиля первой гармоники ПП  $n_1(y)$  ФС (см.рис.2), эффективного параметра связи  $b_e$  [17],

$$b_e = b_e^e(E) \left[ \frac{2}{cs} (\arctan(\exp(c(s-t))) - \arctan(\exp(-ct))) \right]^{-1}, \quad (10)$$

обобщенной фазовой расстройкой  $\Delta K^* = \Delta K^e \cdot L$ , степени расходимости падающего светового пучка, характеризуемой геометрическим параметром  $g$ . Также были численно исследованы зависимости интегральной дифракционной эффективности первого  $\eta_{d1}(b_e, g)$  и нулевого  $\eta_{d0}(b_e, g)$  порядков дифракции

$$\eta_{d_j}(b_e, g) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E_j^e(\xi_j, b_e, g)|^2 d\xi_j / \int_{-\infty}^{+\infty} |E^e(\xi_0)|^2 d\xi_0 \quad (11)$$

от параметра  $b_e$ , приложенного внешнего электрического поля  $E$  и геометрического параметра дифракции  $g$  для различных профилей  $n_1(y)$  (рис.2).

Численное моделирование проведено для взаимодействия расходящихся необыкновенно поляризованных гауссовых световых пучков с ФПМ-ЖК ФС, имеющей начальную преимущественную ориентацию директора ЖК вдоль оси  $z$  при  $E=0$  (рис. 1) (планарная структура) для наиболее характерных видов неоднородностей профиля  $n_1(y)$  ПП (рис.2), формируемых в процессе записи (динамической апподизации) - однородного (кривая 1), спадающего (кривая 2), куполообразного (кривая 3), возрастающего (кривая 4) [7].

Зависимости ПФ от коэффициента связи  $b_e$  и обобщенной фазовой расстройки  $\Delta K^*$ , были рассчитаны на основе выражения (8) и представлены на рис.4 для однородного (а), спадающего (б) и куполообразного (в) профиля ПП.

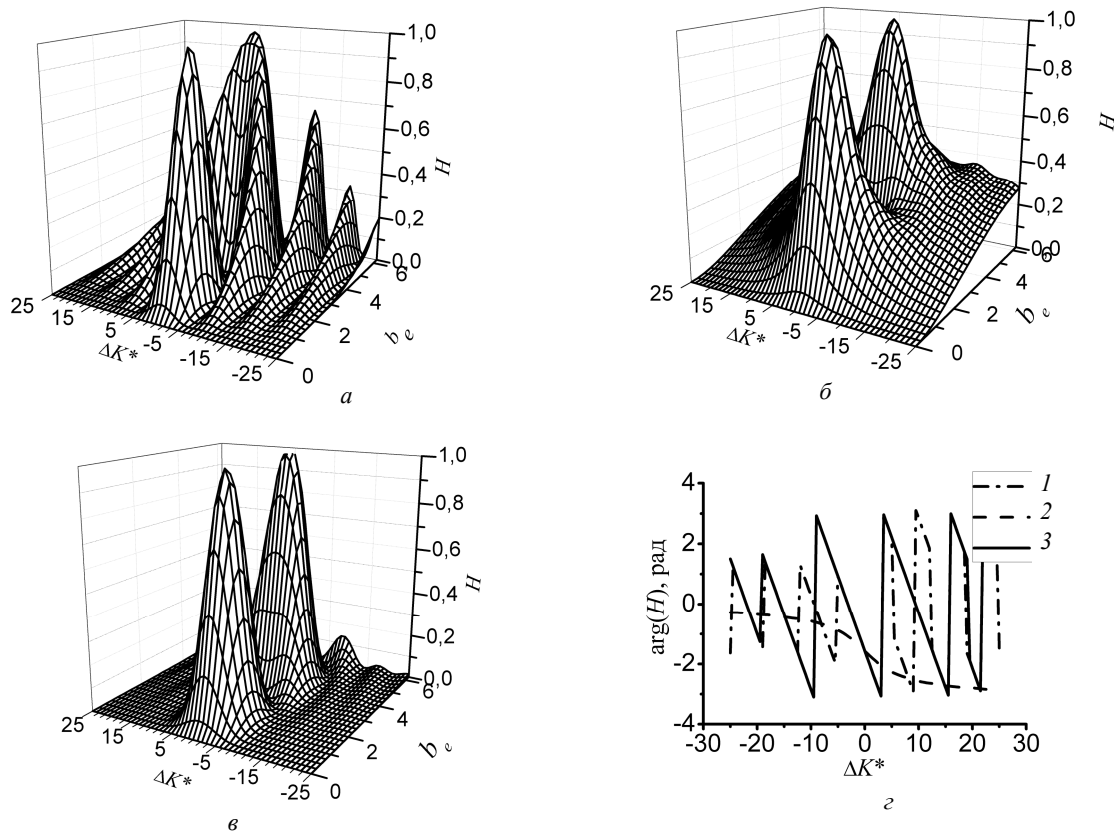


Рис. 4. ПФ для однородного (а), спадающего (б), куполообразного (в) профиля ПП и  $\arg(H)$  (z)

Из полученных зависимостей видно, что в отличие от спадающего и куполообразного профиля ПП, форма, ширина и уровень боковых лепестков ПФ для однородного профиля ПП претерпевают существенное изменение с ростом коэффициента связи  $b_e$ .

Рассмотрим основные характеристики ПФ в диапазоне изменения  $b_e$  от 0 до 1,57, при котором не возникает режим перемодуляции. Изменение полосы пропускания  $2\Delta K_{0,5}$  в диапазоне  $b_e$  от 0 до 1,57 не превышает 11% для каждого профиля ПП и при  $b_e=1,57$  для однородного профиля ПП  $2\Delta K_{0,5}=5$ , для спадающего- 11, куполообразного- 7,2. При  $b_e < 1,57$  и  $\Delta K^* = \pm 9$  уровень боковых лепестков  $H_{lb}$  ПФ однородного профиля ПП возрастает с -13,3 дБ до -9,7 дБ, спадающего - возрастает вне полосы пропускания с -6,4 дБ до -5,3 дБ, а уровень боковых лепестков ПФ куполообразного профиля ПП уменьшается с -18,2 дБ до -22,5 дБ.

При  $b_e > 1,57$  ПФ для всех рассмотренных профилей ФС характеризуются увеличением полосы пропускания и возрастанием уровней боковых лепестков.

Сравнивая полученные результаты, можно заключить, что ФС с однородным профилем ПП обладает наилучшей избирательностью и сильной зависимостью уровней боковых лепестков от  $b_e$ , со спадающим профилем ПП - широкой полосой пропускания, а ФС с куполообразным профилем ПП характеризуется узкой полосой пропускания и минимальным уровнем боковых лепестков, а также их слабой зависимостью от  $b_e$ .

Физически, полученный результат объясняется зависимостью полосы пропускания и уровня боковых лепестков ПФ от неоднородности профиля ПП и эффективной длины области взаимодействия световых пучков с ФС.

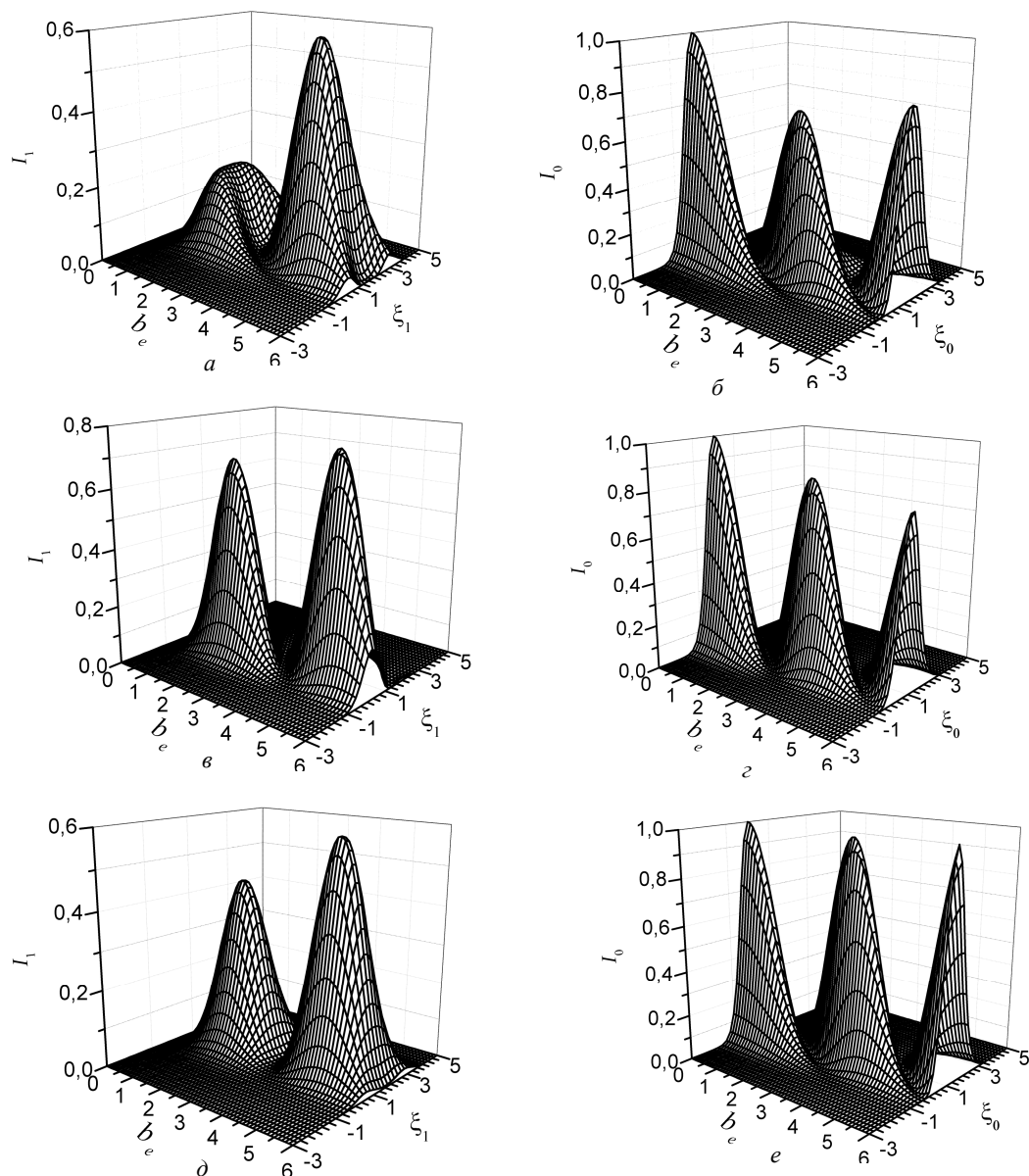


Рис. 5. Зависимости профилей интенсивности пучков от параметра связи  $b_e$ :  
 а, в, д – дифрагированный пучок, б, з, е – прошедший

Фазовые характеристики  $arg(H)$  ПФ при  $b_e=1,57$  представлены на рис. 4.г для однородного (кривая 1), спадающего (кривая 2) и куполообразного (кривая 3) профилей ПП.

Из рис 4.г видно, что  $arg(H)$  для однородного и куполообразного профилей ПП имеют линейную зависимость, а для спадающего- нелинейную. Вследствие этого должна наблюдаться асимметрия и различное пространственное смещение дифрагированных пучков для несимметричных профилей ПП, а так же их зависимости от коэффициента связи  $b_e$ .

Трансформация профилей интенсивностей взаимодействующих световых пучков  $I_j^e(\xi_j, b_e, g)$  с ФС, характеризующих локализацию световых пучков в пространстве и энергообмен между дифрагированными пучками, показана на рис. 5 при однородном (а, б), спадающем (в, г) и, куполообразном (д, е) профилях ПП  $n_1(y)$  и сильной расходимости светового пучка. Расчет произведен для случая  $\Delta K^e=0$ , который соответствует выполнению брэгговских условий взаимодействия.

Из результатов расчета следует, что для симметричных профилей ПП (кривые 1 и 3 на рис. 2) пространственное смещение пучка  $I_1$  по апертурной координате  $\xi_1$  не зависит от параметра связи  $b_e$  и составляет  $\xi_1=g=1,68$ . Для профиля  $I_0^e(\xi_0, b_e, g)$  наблюдается зависимость смещения пучка по координате  $\xi_0$  от  $b_e$  для всех представленных случаев (рис.5 б,г,е).

Из сравнения рис. 5.а,в с рис.5.д следует, что для куполообразного профиля ПП при  $b_e < 6$  профиль пучка  $I_1^e(\xi_1, b_e, g)$  практически не искажается и близок к гауссову.

Указанные эффекты объясняются с помощью формализма ПФ за счет зависимости  $\arg(H)$  от  $b_e$  и параметров  $c, s, t$ , определяющих профиль ПП. Так же указанные эффекты имеют геометрическую интерпретацию: пространственное расположение максимума дифракционной эффективности дифрагированного пучка определяется областью пересечения падающего светового пучка с максимумом амплитудного профиля ПП.

Для спадающего и куполообразного профиля ПП при  $g=0,34$  результаты численного моделирования идентичны полученным результатам для  $g=1,68$  с разницей в величине смещения зависимостей по апертурной координате.

Взаимодействие световых пучков с ФС, характеризуемой возрастающим профилем ПП, аналогично взаимодействию световых пучков с ФС имеющей спадающий профиль, поэтому результаты для возрастающего профиля подобны результатам спадающего профиля.

Таким образом, на основании рис. 5 можно заключить, что амплитудная апподизация профиля ФС, характеризуемая симметричным куполообразным профилем, позволяет уменьшить искажения пространственной структуры дифракционного поля при любых практически достижимых величинах коэффициента связи  $b_e$ .

Влияние профиля ПП на зависимость интегральной дифракционной эффективности  $\eta_d(b_e, g)$  от эффективного параметра связи  $b_e$  и приложенного электрического поля  $E$ , полученной с помощью (10), при  $\Delta K^e=0$  представлены на рис. 6.

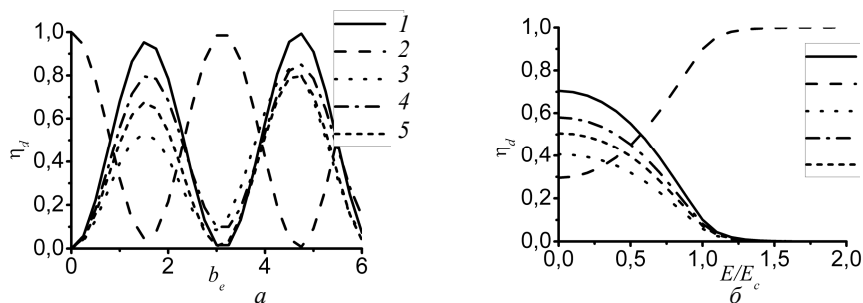


Рис. 6. Зависимости интегральной дифракционной эффективности от: а – параметра  $b_e$ ; б – приложенного электрического поля

На рис.6 кривые 1 и 2 описывают эффективность взаимодействия световых пучков первого  $E_1^e(\xi_1, b_e, g)$  и нулевого  $E_0^e(\xi_0, b_e, g)$  порядков дифракции соответственно с ФС, имеющей однородный профиль ПП при  $g=0,34$ , кривая 3- пучка  $E_1^e(\xi_1, b_e, g)$  с ФС характеризуемой однородным профилем при  $g=1,68$ , кривые 4, 5 - пучка  $E_1^e(\xi_1, b_e, g)$  с ФС характеризуемыми спадающим и куполообразным профилями ПП соответственно при  $g=1,68$ ;  $E_c$  – критическая напряженность электрического поля [5].

Из рис. 6.а видно, что зависимости  $\eta_d(b_e)$  имеют квазипериодический характер и зависят от формы профиля ПП ФС. Наиболее существенная зависимость  $\eta_d(b_e, g)$  от степени неоднородности профиля ПП наблюдается при  $b_e < 2$ . В частности, при  $b_e=1,57$  максимум интегральной дифракционной эффективности для однородного профиля ПП при  $g=1,68$   $\eta_{d1}=0,54$  существенно меньше спадающего -  $\eta_{d1}=0,81$  и куполообразного -  $\eta_{d1}=0,68$ . Соответствующие им максимумы профилей интенсивности дифрагированного

поля (рис. 5) равны  $I_1=0,2, 0,7, 0,45$ . Полученный результат можно объяснить увеличением полосы пропускания ПФ (8) неоднородных ФС (рис. 4).

Кривые 1 и 2 на рис. 6 приведены для описания энергообмена между пучками нулевого и первого порядков дифракции.

Полученные зависимости  $\eta_d(b_e, g)$  позволяют определить величину прикладываемого внешнего электрического поля необходимого для управления дифракционными свойствами ФПМ-ЖК ФС с учетом сформированного профиля ПП.

Приложенное эклектрическое поле  $E$  приводит к изменению ориентации молекул ЖК и, как следствие, к изменению тензора диэлектрической проницаемости, что отражено в зависимости  $b(E)$  (4) [16].

Анализ (4) показывает, что при планарной ориентации молекул ЖК  $b(E)$  имеет спадающую зависимость, которая приводит к спадающему характеру  $\eta_d(E, g)$  (рис 6.б), что соответствует  $\eta_d(b_e, g)$  при  $b_e < 1$  (рис. 6.а) для всех профилей ПП.

Стоит отметить, что в общем случае характер зависимости  $\eta_d(E, g)$  и максимум дифракционной эффективности определяются композицией ФПМ-ЖК: показателями преломления ЖК, полимера, концентрацией молекул ЖК в композиции [4, 9, 16].

Для получения результирующей оценки эффективности взаимодействия расходящихся световых пучков с неоднородной ФС рассмотрим зависимость первого максимума интегральной дифракционной эффективности  $\eta_d(b_e, g)$  от геометрического параметра  $g$  при  $b_e=1,57$  (рис. 6.а) и профиля ПП. Указанная зависимость представлена на рис. 7, где кривая 1 описывает  $\eta_{d1}(1,57, g)$ , а 2-  $\eta_{d0}(1,57, g)$  для однородного, кривая 3-  $\eta_{d1}(1,57, g)$  для спадающего, 4-  $\eta_{d1}(1,57, g)$  для куполообразного.

Как видно из рис. 7., зависимость  $\eta_{d1}(1,57, g)$  имеет спадающий характер с ростом геометрического параметра дифракции  $g$  (увеличением расходимости светового пучка) для всех профилей ПП, что объясняется согласно (6) соотношением полосы пропускания ПФ ФС (8) и ширины углового спектра  $E^m(\theta)$ .

На основании полученной зависимости  $\eta_{d1}(1,57, g)$  (рис.7) можно заключить, что энергетические характеристики дифрагированного поля существенно зависят от степени неоднородности амплитудного профиля ПП.

Таким образом, из результатов численного моделирования можно сделать вывод о необходимости комплексного учета представленных зависимостей для исследования ФС, сформированных в ФПМ-ЖК материале, в качестве активных элементов фотоники.

#### 4. Заключение

В работе представлен численный анализ передаточных функций неоднородных ФПМ-ЖК ФС, эволюции пространственных профилей световых пучков в пропускающей геометрии дифракции, а также энергетических характеристик при однородном, спадающем, куполообразном профилях ПП ФС, возникающих в процессе их голографического формирования в поглощающих ФПМ-ЖК материалах, и различных параметрах геометрии дифракции.

Полученные результаты численного моделирования дифракционных характеристик неоднородных ФС, образованных в ФПМ-ЖК материале, показывают, что эффект динамической апподизации амплитудных профилей позволяет получить более высокие энергетические и селективные характеристики ФС с минимальными искажениями пространственной структуры светового поля при их использовании в качестве электрически управляемых спектрально-селективных коммутационных элементов фотоники.

Работа выполнена по проекту № РНП.2.1.1.429 программы «Развитие научного потенциала высшей школы» 2009-2010 г.» 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.

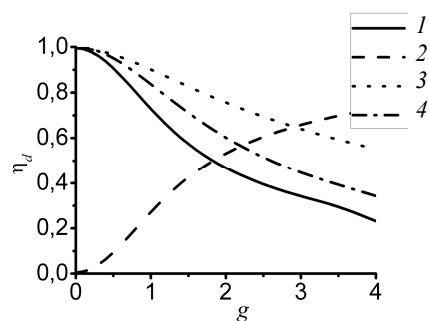


Рис. 7. Зависимости интегральной дифракционной эффективности от  $g$

2. Liquid crystal Bragg gratings: dynamic optical elements for spatial light modulators / R.L. Sutherland, V.P. Tondiglia, L.V. Natarajan et al. // Proc. SPIE. – 2007. – Vol. 6487, № 64870 V. – 14 p.
3. Honma S. All-optical tunable filter with photorefractive planar waveguide and suppression of crosstalk by apodized grating via photorefractive two-wave mixing / S. Honma, N. Tsuda, S. Muto, et al. // Proc. SPIE. – 2008. – Vol. 7100, № 71001 R. – 9 p.
4. Liquid crystal photopolymer composite with a periodic structure / G.M. Zharkova, I.V. Samsonova, S.A. Streltsov et al. // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2004. – Vol. 40, № 1. – P. 76–81.
5. Sutherland R.L. Polarization and switching properties of holographic polymer-dispersed liquid-crystal grating. I. Theoretical model // JOSA B. – 2002. – Vol. 19, № 12. – P. 2995–3003.
6. Mass transfer processes induced by inhomogeneous photo- polymerization in a multicomponent medium / R. Caputo, A.V. Sukhov, N.V. Tabirian et al. // Chemical Physics. – 2001. – № 217. – P. 323–335.
7. Довольнов Е.А. Формирование пропускающих и отражающих голографических дифракционных решеток в фотополимерах при фотоиндуцированном изменении поглощения / Е.А. Довольнов, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49, № 10. – С. 81–89.
8. Довольнов Е.А. Голографическое формирование динамических дифракционных решеток пропускающего типа в фотополимерном материале при двухпучковом взаимодействии и малых контрастах / Е.А. Довольнов, С.Н. Шарангович // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49, № 11. – С. 35–42.
9. Ноздреватых Б.Ф. Векторная модель дифракции световых пучков на электрически управляемой фотополимерно-жидкокристаллической дифракционной решетке / Б.Ф. Ноздреватых, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Доклады ТУСУРа. – Томск: Изд-во ТУСУР, 2007. – Вып. 2 (16). – С. 192–197.
10. Abbate G. Dynamical electro- optical characterization of polycryps gratings / G. Abbate, A. Marino, F. Vita // Acta physica polonica A. – 2003. – Vol. 103, № 2–3. – P. 177–186.
11. Dynamical behavior of polycryps grating / A. Marino, F. Vita, V. Tkachenko et al. // Electronic-Liquid crystal Communication. – 2004. – Vol. 2. – P. 1–10.
12. Characterization of the diffraction efficiency of polymer-liquid-crystal-polymer-slices gratings at all incidence angles / M. Xu, L. De Sio, R. Caputo et al. // Applied optics. – 2008. – Vol. 16, № 19. – P. 14532–14543.
13. Denisov A. Soluble fullerene derivative in liquid crystal: polymer composites and their impact on photorefractive grating efficiency and resolution / A. Denisov, J. de Bougrenet de la Tocnaye // Applied optics. – 2009. – Vol. 48, № 10. – P. 1926–1931.
14. Diffraction of optical communication Gaussian beams by volume gratings: Comparison of simulations and experimental results / P. Boffi, J. Osmond, D. Piccinin et al. // Applied optics. – 2004. – Vol. 43, № 19. – P. 3854–3885.
15. Gemzický E. Apodized and chirped fiber Bragg gratings for optical communication systems: influence of grating profile on spectral reflectance / E. Gemzický, J. Müllerová // Proc. SPIE. – 2008. – Vol. 7138, № 71380 X. – 6 p.
16. Устюжанин С.В. Дифракция световых пучков на неоднородных электрически управляемых одномерных фотонных ФПМ-ЖК структурах / С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Труды 6-й Междунар. конф. молодых ученых и специалистов «Оптика-2009». – Санкт-Петербург, 2009. – С. 383–385.
17. Шарангович С.Н. Передаточные функции сильного акустооптического взаимодействия в амплитудно- и фазово-неоднородных акустических полях // Журнал технической физики. – 1995. – Т. 65, № 1. – С. 107–126.
18. Шарангович С.Н. Трехмерная брэгговская дифракция квазихроматических световых пучков на амплитудно-неоднородном акустическом поле в анизотропной среде // Радиотехника и электроника. – 1995. – Т. 40, № 5. – С. 1121–1122.
19. Устюжанин С.В. Аналитическая модель дифракции световых пучков на неоднородных электрически управляемых одномерных пропускающих фотонных ФПМ-ЖК структурах / С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович // Известия вузов. Физика. – 2010. – 8 с. (принята в печать).

---

**Ноздреватых Борис Федорович**

Аспирант каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники ТУСУРа

Тел.: (382-2) 70-15-18

Эл. почта: nbf@main.tusur.ru



**Устюжанин Сергей Владимирович**

Ассистент каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники ТУСУРа

Тел.: (382-2) 70-15-18

Эл. почта: [ustyuzhaninsv@svch.rk.tusur.ru](mailto:ustyuzhaninsv@svch.rk.tusur.ru)

**Шарангович Сергей Николаевич**

Канд. физ.-мат. наук, зав. каф. сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники ТУСУР

Тел.: (382-2) 41-36-43

Эл. почта: [shr@tusur.ru](mailto:shr@tusur.ru)

Nozdrevatykh B.F., Ustyuzhanin S.V., Sharangovich S.N.

**Diffraction properties of transmittance polymer dispersed liquid crystals non-uniform photonic structures**

Results of computational investigation of diffraction properties of holographic formed photon structures in polymer dispersed liquid crystals were shown in this paper. Transfer functions, near- and far-field regions diffraction distributions were determined.

**Keywords:** polymer dispersed liquid crystal, liquid crystal drops, non-uniform holographic diffraction structure, diffraction properties.