

УДК 621.375.32

А. А. ГЕВОРКЯН, О. С. ЕРИЦЯН, Ж. О. НИНОЯН

**ВЛИЯНИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ И МАЛЫХ
 ИЗМЕНЕНИЙ НАПРАВЛЕНИЯ ДИРЕКТОРА НА ГРАНИЦАХ
 ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА НА ЕГО
 ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ**

Рассмотрено влияние пограничного переходного слоя и слабой расстройки параллельности направлений директора на двух границах жидкокристаллического слоя на оптические характеристики слоя жидкого кристалла. Приведены результаты численного расчета на ЭВМ зависимости коэффициентов отражения и прохождения от малых изменений направления директора на первой и второй границах жидкокристаллического слоя в трехслойной пластинке.

1. **Учет пограничного слоя.** Согласно молекулярной теории отражения и преломления света [1] поле $E(r, t)$ в произвольной точке r в любой момент времени t удовлетворяет следующему уравнению:

$$E(r, t) = E^{(0)}(r, t) + \int_V \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(r') \cdot E(r', t - R/c)}{R} dv',$$

где $E^{(0)}(r, t)$ — поле внешней волны, падающей на среду, интегрирование производится по объему среды ($dv' = dx'dy'dz'$, $r' = r(x', y', z')$), дифференцирование — по координатам x, y, z точки наблюдения с радиусом-вектором $r(x, y, z)$. Величина $\hat{\alpha}(r')$ — тензор диэлектрической восприимчивости, $R = r - r'$. В случае резких границ поле $E(r, t)$ определяется с помощью формул Френеля.

Если граница нерезкая, то тензор $\hat{\alpha}(r')$ может быть представлен в виде

$$\hat{\alpha} = \hat{\alpha}^{(0)} + \hat{\alpha}^{(1)}, \tag{2}$$

где $\hat{\alpha}^{(0)}$ — тензор диэлектрической восприимчивости среды в отсутствие переходного слоя, $\hat{\alpha}^{(1)}$ — изменение восприимчивости, обусловленное присутствием переходного слоя.

Представив поле $E(r', t - R/c)$ в виде

$$E(r', t - R/c) = E^{(0)}(r', t - R/c) + E^{(1)}(r', t - R/c), \tag{3}$$

где $E^{(0)}(r', t - R/c)$ — поле в отсутствие пограничного слоя, определяемое с помощью формул Френеля, получаем [2]

$$E^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \int_V \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}^{(1)} E^{(0)}(\mathbf{r}', t - R/c)}{R} dV + \\ + \int_V \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}^{(0)} E^{(1)}(\mathbf{r}', t - R/c)}{R} dV. \quad (4)$$

Как видно из сравнения (4) с (1), для поля $E^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ первый член в правой части (4) играет роль внешней волны [2]. Поэтому величина поля $E^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ и, следовательно, влияние пограничного слоя на полное поле могут быть оценены с помощью (4), когда поле $E^{(0)}(\mathbf{r}', t - R/c)$, определяемое с помощью формул Френеля, известно.

2. Применение формулы (4) для частных случаев. Для изотропного пограничного слоя, в котором диэлектрическая проницаемость меняется линейно, будем иметь

$$\varepsilon(z') = \varepsilon + (\varepsilon_0 - \varepsilon)(1 - z'/l), \quad (5)$$

где l — толщина пограничного слоя, ось z' перпендикулярна к границе. Для $\alpha^{(1)}(z')$ будем иметь

$$\alpha^{(1)}(z') = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{4\pi} \left(1 - \frac{z'}{l}\right) = a \left(1 - \frac{z'}{l}\right). \quad (6)$$

Пусть на плоскопараллельную пластинку падает в нормальном направлении плоская световая волна. В приближении, когда пограничными слоями пренебрегаем, поле в пластинке есть сумма двух полей E_2 и E_3 прямой и обратной волн, поля E_2 и E_3 определяются с помощью условий непрерывности тангенциальных компонент полей на границах пластинки и считаются ниже известными. Пластинка занимает область $0 \leq z \leq d$. Для амплитуды добавочного поля (первый член в (4)), обусловленного присутствием пограничного слоя на левой границе пластинки, получаем

$$E_{\text{доб}} \sim 2\pi^2 \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{4\pi} \frac{l}{\lambda} |E_2 + E_3|. \quad (7)$$

По формуле (4) может быть оценено добавочное поле также при других законах зависимости $\alpha_{ij}^{(1)}$ от z' (оси z' и z совпадают).

1) Рассмотрим такой слой жидкого кристалла, у которого вдали от границ удлиненные молекулы ориентированы в направлении, перпендикулярном к границам, а вблизи границ составляют холестерическую структуру с зависящим от z' углом $\varphi = \varphi(z')$ между направлением оси z' и направлением директора:

$$n_x = \cos \alpha z' \cdot \cos \varphi(z'), \quad n_y = \sin \alpha z' \cos \varphi(z'), \quad n_z = \sin \varphi(z'), \quad (8)$$

n_x, n_y, n_z — компоненты директора.

В пограничном слое угол $\varphi(z')$ меняется от 0 до $\pi/2$. Диэлектрическая проницаемость в локальной системе координат, в которой направление директора совпадает с осью одноосного тензора ε_{ij} , имеет компоненты $\varepsilon_{\perp}, \varepsilon_{\parallel}, \varepsilon_{\perp}$. Имея в виду, что ось этого тензора — директор с компонентами n_i, n_k , для ε_{ij} в лабораторной системе будем иметь следующее выражение, пользуясь инвариантным представлением тензоров [3]:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{\perp} \delta_{ij} + n_i n_j (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}). \quad (9)$$

С помощью (9) получаем следующие выражения для компонент

ϵ_{ij} без учета в них членов, ответственных за неоднородную закрученность спирали (такие члены дают в поле вклад высшего порядка (см. [2]), который ниже не учитываем):

$$\begin{aligned}\epsilon_{x'x'} &= \epsilon_{\perp} + \cos^2\varphi \cdot \delta, \quad \epsilon_{yx} = 0, \quad \epsilon_{zz'} = \delta \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi, \\ \epsilon_{xy} &= 0, \quad \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}, \quad \epsilon_{zy} = 0, \\ \epsilon_{xz} &= \delta \sin^2\varphi, \quad \epsilon_{yz} = 0, \quad \epsilon_{zz} = \epsilon_{\perp} + \delta \sin^2\varphi,\end{aligned}\tag{10}$$

где $\delta = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ (ось x совпадает с линией пересечения плоскости границы с плоскостью, проходящей через направления директора на границе и нормаль к границе). Для $\alpha_{ij}^{(1)}$ будем иметь $(\alpha_{ij}^{(1)} = \frac{\epsilon_{ij}(\varphi) - \epsilon_{ij}(0)}{4\pi})$, $\epsilon_{ij}(0)$ — значения $\epsilon_{ij}(\varphi)$ при подстановке в них $\varphi = 0$):

$$\begin{aligned}\alpha_{xx}^{(1)} &= \frac{\cos^2\varphi}{4\pi} \delta, & \alpha_{xz}^{(1)} &= \frac{\sin\varphi \cdot \cos\varphi}{4\pi} \delta, \\ \alpha_{zx}^{(1)} &= \frac{\sin\varphi \cdot \cos\varphi}{4\pi} \delta, & \alpha_{zz}^{(1)} &= \frac{\sin^2\varphi}{4\pi} \delta.\end{aligned}\tag{11}$$

Остальные $\alpha_{ij}^{(1)}$ равны нулю.

2) Если $\varphi(z')$ зависит от z' по линейному закону ($\varphi(z') = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{z'}{l}\right)$), то для ненулевых $\alpha_{ij}^{(1)}$ получаем

$$\begin{aligned}\alpha_{xx}^{(1)} &= \frac{\delta}{4\pi}, & \alpha_{xz}^{(1)} &= \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{z'}{l}\right) \frac{\delta}{4\pi}, \\ \alpha_{zx}^{(1)} &= \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{z'}{l}\right) \frac{\delta}{4\pi}, & \alpha_{zz}^{(1)} &= \frac{\pi}{4} \left(1 - \frac{z'}{l}\right)^2 \frac{\delta}{4\pi}.\end{aligned}\tag{12}$$

Влияние пограничного слоя определяется так же, как выше, при подстановке значений $\alpha_{ij}^{(1)}$ в первый член правой части (4).

3. Влияние малых изменений направлений директора на границах слоя. Пусть имеется закрученный нематик между изотропными пластинками. Путем обтирания, как известно, фиксируется направление директора на границах слоя жидкого кристалла, а угол поворота директора в слое определяется взаимной ориентацией подложек. При повороте подложек друг относительно друга меняется и этот угол. В твист-слое, например, на двух подложках направления директора составляют угол $\pi/2$.

Рассмотрим влияние изменения угла между направлениями директора на границах жидкокристаллического слоя на коэффициенты отражения и прохождения света через трехслойную пластинку из слоя холестерического жидкого кристалла между изотропными пластинками. Расчеты выполнены на ЭВМ. ЕС—1033. На рисунках приведены результаты расчета. Пояснения даны под рисунками.

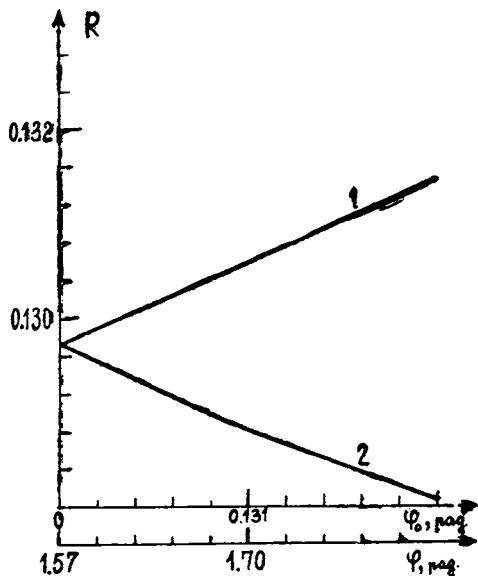
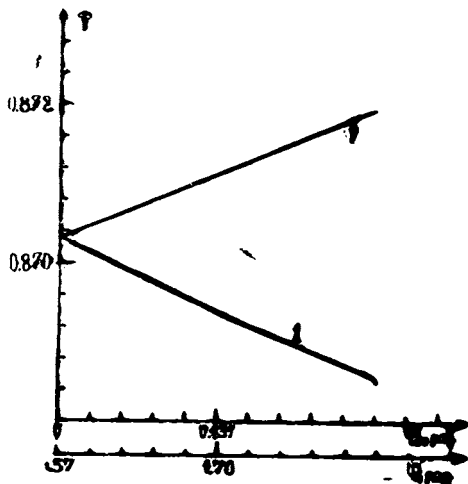


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения от углов φ_0 (при $\varphi = a_0$, кр. 1) и φ (при $\varphi_0 = 0$, кр. 2).

Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от углов φ_0 и φ . Параметры ячейки те же, что и указанные в подписи к рис. 1.

φ_0 —угол между направлением директора на входной границе слоя и вектором электрического поля падающего линейнополяризованного света; φ —угол между направлением директора на выходной границе слоя и вектором электрического поля падающего линейнополяризованного света. Параметры ячейки таковы. Толщины стеклянных подложек: $d_1 = d_2 = 1000$ мкм; их коэффициент преломления: $n = 1,5$; длина падающей волны: $\lambda = 0,615$ мкм; главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК: $\epsilon_x = 2,29$, $\epsilon_y = 2,143$; толщина слоя ХЖК: $d = \sigma_0/4$; $\varphi_0 = d \left(\frac{2\pi}{\sigma_0} - \frac{2\pi}{\sigma} \right)$; $\varphi = \frac{2\pi}{\sigma} d$; $\sigma_0 = 0,42$ мкм; $\sigma = 600 \cdot \sigma_0 / (600 + i)$, $i = 0, 1, 2, 3, 100$, $a_0 = 2\pi/\sigma_0$.

Кафедра общей физики

Поступила 23.06.1989

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
2. Ерицян О. С. Взаимодействие света с границами раздела сред с приграничными переходными слоями.— Изв. АН Арм. ССР: Физика, 1974, т. 12, с. 118—122; Ерицян О. С. Прохождение света через нерезкую границу холестерического жидкого кристалла.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 3684—3688.
3. Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Изд-во АН БССР, Минск, 1958.

Ա մ փ ո փ ու մ

Դիտարկված է հեղուկբյուրեղային շերտի սահմանամերձ անցումային շերտի և նրա երկու սահմանների վրա դիրեկտորի ուղղությունների զուգահեռության փոքր ապա-լարքի ազդեցությունը նմուշի օպտիկական բնութագրերի վրա:

Ներկայացված են էՆՄ-ով կատարած հաշվումների արդյունքների հիման վրա ստացված գրաֆիկներ, որոնք պատկերում են անցման և անդրադարձման գործակիցների կախումը ՀԲ շերտով եռաշերտ թիթեղի երկու ներքին սահմաններում դիրեկտորի ուղղության փոքր փոփոխություններից:

SUMMARY

The passing of the light through the liquid crystal layer situated between isotropic glass plates has been considered. The changing influence of the corner created by the directors on the both boundaries of the liquid crystal layer, on the optical parameters of the discussed threelayer plates has been calculated.

The graphics, built on the corresponding calculations, carried out on the computer are presented in the paper.