

# ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗЫ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПОЛИМЕРНУЮ ПЛЕНКУ С НАНОРАЗМЕРНЫМИ НЕМАТИЧЕСКИМИ КАПЛЯМИ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

*В. А. Лойко\*, А. В. Конколович*

*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси  
220072, Минск, Беларусь*

Поступила в редакцию 3 октября 2002 г.

На основе интегрального уравнения Фолди–Тверского для векторного случая разработан метод для описания распространения когерентного поля в капсулированных полимером жидкокристаллических пленках. Получены выражения для поляризационно-независимого фазового сдвига и коэффициента когерентного пропускания такой пленки с наноразмерными каплями нематического жидкого кристалла. Проведено сопоставление теоретических результатов для фазового сдвига с экспериментом [20].

PACS: 42.25.Dd, 42.70.Df, 82.35.Np

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Капсулированные полимером жидкокристаллические (КПЖК) пленки, появившиеся в конце восьмидесятых годов, перспективны для создания электроуправляемых модуляторов излучения. В настоящее время проводятся активные исследования, направленные на создание на их основе дисплеев, дифракционных решеток, линз, поляризаторов и других электроуправляемых оптических элементов [1–7].

В КПЖК-пленке капли оптически анизотропного жидкого кристалла (нематического, ферроэлектрического, холестерического, либо их смеси [8–13]) внедрены в изотропную связующую полимерную матрицу, находящуюся между двумя прозрачными подложками с нанесенными на их внутренние поверхности прозрачными электродами. Особенностью пленок этого типа является их дисперсная структура и отсутствие необходимости использования поляроидов для получения электрооптических эффектов. Размер капель жидкого кристалла может изменяться в диапазоне 0.05–3.0 мкм.

В пленках с размером капель большим длины волны света имеет место сильное рассеяние. Их пропускание зависит от приложенного поля, поворачи-

вающего оптические оси (директоры) капель и (или) изменяющего внутреннюю структуру капель. В пленках с размером капель заметно меньшим длины волны рассеяние мало. В этом случае задача распространения света сводится в первом приближении к анализу амплитуды и фазы когерентной (направленной) [14] компоненты выходящего излучения. Пропускание таких пленок, как правило, велико и изменение ориентации директоров капель слабо влияет на его величину. Основным эффектом является изменение эффективного показателя преломления пленки (обусловленного эффектом Керра) под действием внешнего поля [15, 16]. Одной из причин возросшего в последние годы интереса к исследованию мелкодисперсных пленок является возможность реализации поляризационно-независимой фазовой модуляции света [17, 18]. Такие пленки перспективны для использования в электроуправляемых спектральных фильтрах [17] и телекоммуникационных системах [18].

Актуальной задачей в исследовании мелкодисперсных пленок является разработка методов описания распространения света, позволяющих связать характеристики выходящего из пленки излучения: амплитуду и фазу волны с ее морфологическими параметрами. Решение этой задачи позволило бы предсказать новые электрооптические эффекты, в частности, в ферроэлектрических КПЖК-пленках, име-

\*E-mail: loiko@dragon.bas-net.by

ющих малые времена переключения [1–4], разработать методы прогнозирования пленок с требуемыми свойствами.

В работе предложена модель для описания распространения когерентного поля в КПЖК-слое. Она основана на решении задачи прохождения через слой линейно поляризованной плоской волны с использованием интегрального уравнения Фолди–Тверского [19]. В приближении Рэлея получены формулы для коэффициента когерентного пропускания, показателя ослабления и электроуправляемого поляризационно-независимого фазового сдвига в КПЖК-пленках с наноразмерными каплями нематического жидкого кристалла. Проведено сопоставление теоретических результатов для фазового сдвига с данными эксперимента авторов [20].

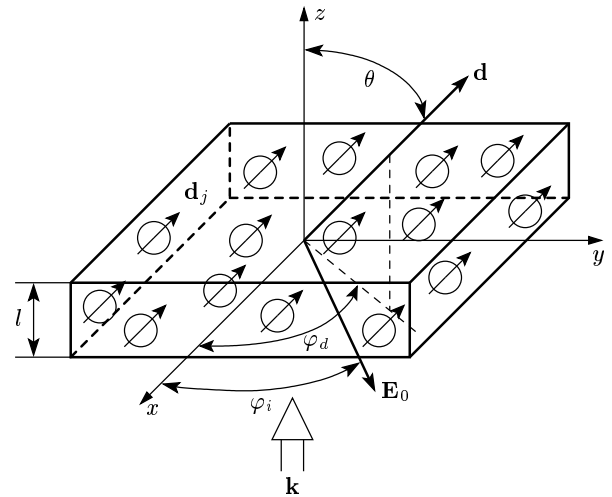
## 2. КОГЕРЕНТНОЕ ПОЛЕ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ КАПСУЛИРОВАННЫЙ ПОЛИМЕРОМ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ СЛОЙ

Пусть плоскопараллельный КПЖК-слой толщиной  $l$  освещается по нормали к его поверхности линейно поляризованной плоской волной с амплитудой  $\mathbf{E}_0$  ( $|\mathbf{E}_0| = E_0$ ) и волновым вектором  $\mathbf{k}$  (см. рис. 1). Введем в рассмотрение правостороннюю прямоугольную декартову систему координат  $(x, y, z)$ . Ось  $z$  направим по нормали к слою вдоль волнового вектора падающей волны  $\mathbf{k}$ . Плоскость  $(x, y)$  совместим с передней границей слоя.

Допустим, что 1) для каждой капли в слое определен ее директор  $\mathbf{d}_j$ ,  $j = \overline{1, N}$ ,  $N$  — число капель в слое ( $\mathbf{d}_j$  характеризует среднее по объему капли направление ориентации длинных осей молекул жидкого кристалла); 2) все капли в слое идентичны по форме и размеру и ориентированы своими директорами в одном направлении параллельно некоторому вектору  $\mathbf{d}$  ( $\mathbf{d}_j \parallel \mathbf{d}$ ,  $j = \overline{1, N}$ ). Определим  $VV$ - и  $VH$ -компоненты прошедшей через КПЖК-слой волны с поляризациями, соответственно, параллельной и перпендикулярной плоскости поляризации падающей волны [21, 22]. Тогда на основе интегрального уравнения Фолди–Тверского [19] для  $VV$ - и  $VH$ -компонент когерентного поля электрического вектора прошедшей через слой волны получим

$$\langle E_{VV}(z) \rangle = E_0 \psi_{VV}(z)|_{z=l}, \quad (1)$$

$$\langle E_{VH}(z) \rangle = E_0 \psi_{VH}(z)|_{z=l}, \quad (2)$$



**Рис. 1.** Схематическое представление геометрии распространения плоской волны через КПЖК-слой:  $\mathbf{k}$  — волновой вектор падающей волны,  $\mathbf{d}_j$  — директор отдельной капли,  $\mathbf{d}$  — направление ориентации директоров капель,  $\varphi_d$  и  $\varphi_i$  — углы, задающие ориентации главной плоскости  $(\mathbf{k}, \mathbf{d})$  и плоскости поляризации падающей волны  $(\mathbf{k}, \mathbf{E}_0)$  в системе координат  $(x, y, z)$ ,  $\mathbf{E}_0$  — электрический вектор падающей волны,  $l$  — толщина слоя,  $\theta$  — угол между директором капли и осью  $z$

где  $\psi_{VV}(z)$  и  $\psi_{VH}(z)$  имеют вид

$$\psi_{VV}(z) = \psi_1(z) \sin^2(\varphi_d - \varphi_i) + \psi_2(z) \cos^2(\varphi_d - \varphi_i) + \frac{1}{2} (\psi_3(z) + \psi_4(z)) \sin 2(\varphi_d - \varphi_i), \quad (3)$$

$$\psi_{VH}(z) = \frac{1}{2} (\psi_2(z) - \psi_1(z)) \sin 2(\varphi_d - \varphi_i) + \psi_3(z) \sin^2(\varphi_d - \varphi_i) - \psi_4(z) \cos^2(\varphi_d - \varphi_i). \quad (4)$$

Угловые скобки означают статистическое усреднение по ансамблю,  $\varphi_i$  — угол между плоскостью поляризации падающей волны  $(\mathbf{k}, \mathbf{E}_0)$  и плоскостью  $(z, x)$ ,  $\varphi_d$  — угол между главной плоскостью  $(\mathbf{k}, \mathbf{d})$  и плоскостью  $(z, x)$ , функции  $\psi_j(z)$ ,  $j = \overline{1, 4}$ , являются решениями уравнений

$$\psi_{1;2}(z) = \exp(ikz) \times \left\{ 1 - qS_{1;2}(0) \int_0^z \exp(-ikz_s) \psi_{1;2}(z_s) dz_s \right\}, \quad (5)$$

$$\psi_{3;4}(z) = -\exp(ikz)qS_{3;4}(0) \times \int_0^z \exp(-ikz_s)\psi_{3;4}(z_s)dz_s, \quad (6)$$

где  $q = 2\pi k^{-2}N_v$ ,  $N_v$  — число капель жидкого кристалла в единице объема,  $k = 2\pi/\lambda_p$ ,  $\lambda_p$  — длина волны падающего излучения в связующем полимере,  $S_j(0)$ ,  $j = \overline{1,4}$ , — элементы амплитудной матрицы рассеяния [22] при нулевом угле рассеяния, зависящие от оптических свойств капель жидкого кристалла, их формы, размера и внутренней структуры.

Соотношения (1)–(6) являются обобщением интегрального уравнения Фолди–Тверского для векторного случая и позволяют анализировать ряд эффектов для когерентной составляющей в прошедшем через КПЖК-слой излучении: двойное лучепреломление и связанное с ним преобразование состояния поляризации; вращение плоскости поляризации; линейный и круговой дихроизм. Для этого требуется знание элементов амплитудной матрицы рассеяния  $S_j(0)$ ,  $j = \overline{1,4}$ , и учет статистических особенностей распределения директоров капель жидкого кристалла в слое.

Рассмотрим КПЖК-пленку с наноразмерными нематическими непоглощающими каплями жидкого кристалла, обладающими цилиндрической симметрией в распределении молекул жидкого кристалла внутри капель и распределении директоров капель в слое.

### 3. ВЫВОД СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ФАЗОВОГО СДВИГА. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Пусть, как отмечено выше, конфигурация осей молекул жидкого кристалла внутри капель обладает цилиндрической симметрией относительно среднего направления их ориентации (директоров капель). В отсутствие управляющего электрического поля распределение директоров капель в слое является хаотическим. Под действием управляющего поля, приложенного по нормали к слою, для жидкого кристалла с положительной анизотропией происходит ориентация директоров капель вдоль управляющего поля. Для распределения директоров капель имеет место цилиндрическая симметрия относительно вектора напряженности управляющего поля (относительно оси  $z$ ). Тогда в приближении Рэлея для «анизотропного диполя» [22], отождествленного с каплей жидкого кристалла, для элементов ампли-

тудной матрицы рассеяния полидисперсных капель при нулевом угле рассеяния найдем

$$S_3(0) = S_4(0) = 0, \quad (7)$$

$$S_1(0) = S_2(0) = S(0), \quad (8)$$

$$S(0) = -\frac{ik^3}{4\pi}\langle v \rangle \left[ \frac{n_{do}^2}{n_p^2} - 1 + \frac{n_{de}^2 - n_{do}^2}{3n_p^2}(1 - S_f) \right], \quad (9)$$

где  $\langle v \rangle$  — средний объем капли жидкого кристалла,  $S_f$  — параметр порядка КПЖК-пленки [2, 23],  $S_f = (3\langle \cos^2 \theta \rangle - 1)/2$ ,  $\theta$  — угол между директором капли и осью  $z$ ,  $n_p$  — показатель преломления связующего полимера,

$$n_{do}^2 = n_{iso}^2 - \frac{1}{3}(n_e^2 - n_o^2)S_dS, \quad (10)$$

$$n_{de}^2 = n_{iso}^2 + \frac{2}{3}(n_e^2 - n_o^2)S_dS \quad (11)$$

— средние значения показателей преломления капли [2, 24] для обыкновенной  $n_{do}$  и необыкновенной  $n_{de}$  волн,  $S_d$  — параметр порядка жидкокристаллической капли,  $S$  — молекулярный параметр порядка жидкого кристалла,  $n_o$ ,  $n_e$  — показатели преломления жидкого кристалла соответственно для обыкновенной и необыкновенной волн,

$$n_{iso}^2 = \frac{2n_o^2 + n_e^2}{3}. \quad (12)$$

На основе соотношений (5)–(8) имеем

$$\psi_3(z) = \psi_4(z) = 0, \quad (13)$$

$$\psi_1(z) = \psi_2(z) = 0. \quad (14)$$

Усреднив соотношения (3) и (4) по углу  $\varphi_d$  ( $\langle \cos^2(\varphi_d - \varphi_i) \rangle = \langle \sin^2(\varphi_d - \varphi_i) \rangle = 1/2$ ;  $\langle \sin 2(\varphi_d - \varphi_i) \rangle = 0$ ) с учетом выражений (13), (14) и (9) в силу цилиндрической симметрии распределения директоров капель, найдем

$$\psi_{VH}(z) = 0, \quad (15)$$

$$\psi_{VV}(z) = \exp(ikz) \times \left\{ 1 - qS(0) \int_0^z \exp(-ikz_s)\psi_{VV}(z_s)dz_s \right\}. \quad (16)$$

Из соотношений (15) и (16) следует, что для КПЖК-пленки при нормальном освещении плоской волной решение задачи по определению амплитуды и фазы прямо прошедшей волны аналогично скалярному случаю [19, 25].

Решая интегральное уравнение (16) относительно  $\psi_{VV}(z)$ , найдем

$$\psi_{VV}(z) = \exp(iKz), \quad (17)$$

где постоянная распространения  $K$  задается выражением

$$K = k + iqS(0). \quad (18)$$

Для когерентного поля на выходе слоя ( $z = l$ ) на основании уравнений (1) и (17), опустив индекс  $VV$  в силу поляризационной независимости решения, запишем

$$\langle E \rangle = E_0 \exp(iKl). \quad (19)$$

Из соотношения (19) следует, что в рассматриваемом случае пленка ведет себя как однородная плоскопараллельная пластинка с комплексным показателем преломления:

$$\tilde{n} = \frac{K}{k} = 1 + i \frac{2\pi}{k^3} N_v S(0). \quad (20)$$

Определим фазовый сдвиг  $\Delta\Phi$  как разность фаз для прошедшей через слой волны при включенном (параметр порядка пленки  $S_f > 0$ ) и выключенном (параметр порядка  $S_f = 0$ ) управляющем электрическом поле [20]. На основании выражений (9), (12) и (20) имеем

$$\Delta\Phi = kl [\text{Re } \tilde{n}(S_f) - \text{Re } \tilde{n}(S_f = 0)] \quad (21)$$

или

$$\Delta\Phi = -\frac{1}{6} k l c_v \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_p^2} S S_d S_f, \quad (22)$$

где  $c_v = N_v \langle v \rangle$  — объемная концентрация капель жидкого кристалла в слое.

В выражении (21)  $\text{Re}$  означает, что берется действительная часть эффективного показателя преломления  $\tilde{n}$ . Знак «-» для  $\Delta\Phi$  указывает, что при положительной анизотропии жидкого кристалла ( $n_e > n_o$ ) фазовая скорость волны выше при ориентации капель вдоль управляющего поля. С ростом упорядоченности директоров капель (параметра порядка пленки  $S_f$ ) она растет.

Сопоставим полученные результаты для фазового сдвига с экспериментальными данными авторов [20]. Мы предполагаем: 1) параметр порядка капель  $S_d$  не зависит от управляющего поля, 2) зависимость параметра порядка пленки  $S_f$  от напряженности электрического поля  $E$  определяется формулой [2, 20]

$$S_f = \frac{1}{4} + \frac{3(e^2 + 1)}{16e^2} + \frac{3(3e^2 + 1)(e^2 - 1)}{32e^3} \ln \left| \frac{e + 1}{e - 1} \right|, \quad (23)$$

$$e = AE, \quad (24)$$

где  $A$  — параметр, определяемый средним размером капель, оптической анизотропией жидкого кристалла  $\Delta n = n_e - n_o$ , константами упругости и, как показывает численный анализ, слабо зависящий от параметров порядка  $S, S_d, S_f$ .

Результаты вычислений для абсолютных значений фазового сдвига  $|\Delta\Phi|$  как функции напряженности управляющего электрического поля  $E$  в сравнении с экспериментальными данными авторов [20] представлены на рис. 2. Измерения проводились интерференционным методом с использованием лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 0.6328$  мкм. Для приготовления пленок использовался жидкий кристалл Е7 с показателями преломления  $n_o = 1.511$ ,  $n_e = 1.74$  и смесь мономеров ДРНРА, NVP и ВР. Показатель преломления связующего полимера в пленке, а также молекулярный параметр порядка и параметр порядка капель в предположении биполярной конфигурации молекул жидкого кристалла внутри капель по оценкам авторов [20] составили соответственно  $n_p = 1.524$ ,  $S = 0.6$ ,  $S_d = 0.7$ . При сравнении с экспериментом, при известных значениях длины волны падающего излучения  $\lambda$ , показателей преломления  $n_o, n_e, n_p$ , параметров порядка  $S, S_d$  и толщины пленки  $l$  объемная концентрация  $c_v$  и параметр

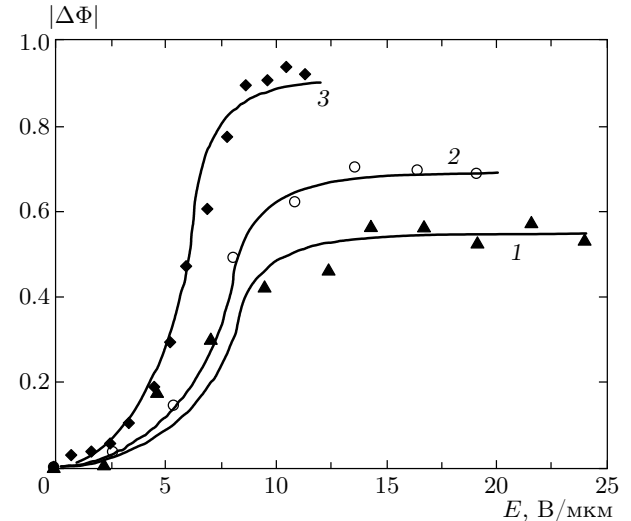


Рис. 2. Зависимость абсолютного значения фазового сдвига  $\Delta\Phi$  от напряженности электрического поля  $E$ . Линии — расчет по формуле (22), точки — результаты эксперимента авторов [20]: кривая 1 соответствует  $l = 13$  мкм,  $c_v = 0.125$ ,  $A = 0.12$  мкм/В; 2 —  $l = 23$  мкм,  $c_v = 0.089$ ,  $A = 0.124$  мкм/В; 3 —  $l = 36$  мкм,  $c_v = 0.075$ ,  $A = 0.16$  мкм/В

А выбраны исходя из достижения лучшего соответствия теоретических и экспериментальных данных. Значения  $c_v$  и  $A$  указаны в подписи к рис. 2.

Более детальное сопоставление должно включать анализ морфологических и структурных свойств пленок; уточнение зависимостей параметров порядка  $S_d$  и  $S_f$  от управляющего электрического поля.

#### 4. КОЭФФИЦИЕНТ КОГЕРЕНТНОГО ПРОПУСКАНИЯ

Определим средний амплитудный коэффициент пропускания пленки  $\langle T_a \rangle$  с помощью выражений (18) и (19):

$$\langle T_a \rangle = \frac{\langle E \rangle}{E_0 \exp(ikl)} = \exp(-qS(0)l). \quad (25)$$

Для коэффициента когерентного пропускания  $T_c$  имеем

$$T_c = |\langle T_a \rangle|^2 = \exp(-\gamma l), \quad (26)$$

$$\gamma = 2q \operatorname{Re} S(0) = \sigma_{ext} N_v, \quad (27)$$

$$\sigma_{ext} = \frac{4\pi}{k^2} \operatorname{Re} S(0). \quad (28)$$

Здесь  $\gamma$  — показатель ослабления,  $\sigma_{ext}$  — сечение экстинкции для отдельной капли жидкого кристалла [22].

Обратим внимание, что в рамках приближения Рэлея для непоглощающих капель ( $n_o$  и  $n_e$  являются вещественными величинами) нельзя найти сечение экстинкции  $\sigma_{ext}$  на основании оптической теоремы [25] (формула (28)), поскольку вещественная часть амплитудной функции рассеяния при нулевом угле рассеяния  $S(0)$  обращается в нуль (см. формулы (9)–(12)). В данном случае для нахождения  $\sigma_{ext}$  необходимо интегрирование элементов амплитудной матрицы рассеяния по полному телесному углу  $\Omega = 4\pi$  [22, 25].

С учетом симметрии решаемой в данной работе задачи усредненную матрицу рассеяния  $\underline{\underline{S}}$  можно представить в виде

$$\underline{\underline{S}} = \begin{pmatrix} S(0) \cos \delta & 0 \\ 0 & S(0) \end{pmatrix}, \quad (29)$$

где  $\delta$  — угол рассеяния.

Для сечения экстинкции запишем

$$\sigma_{ext} = \frac{|S(0)|^2}{k^2} \int_{4\pi} (1 + \cos^2 \delta) d\Omega. \quad (30)$$

Выполнив интегрирование, получим

$$\sigma_{ext} = \frac{16\pi}{3} \frac{|S(0)|^2}{k^2}. \quad (31)$$

На основании выражений (9)–(12), (31) для показателя ослабления пленки  $\gamma$  в предположении сферичности капель найдем

$$\gamma = \frac{8}{9} \langle x \rangle^4 c_v f \langle d \rangle^{-1} \times \left( \frac{n_o^2}{n_p^2} - 1 + \frac{n_e^2 - n_o^2}{3n_p^2} (1 - SS_d S_f) \right)^2, \quad (32)$$

где  $\langle x \rangle = \pi \langle d \rangle n_p / \lambda$  — средний параметр дифракции,  $\langle d \rangle$  — средний диаметр капель,  $\lambda$  — длина волны падающего излучения в вакууме,  $f$  — отношение третьего момента распределения капель по диаметру к кубу среднего значения диаметра ( $f = \langle d^3 \rangle / (\langle d \rangle)^3$ ).

Для гамма-распределения капель жидкого кристалла по размеру [26, 27]

$$P(d) = \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} \frac{d^\mu}{(d_m)^{\mu+1}} \exp\left(-\frac{\mu d}{d_m}\right), \quad (33)$$

где  $d_m$  — модальный размер капель,  $\mu$  — параметр распределения, имеем

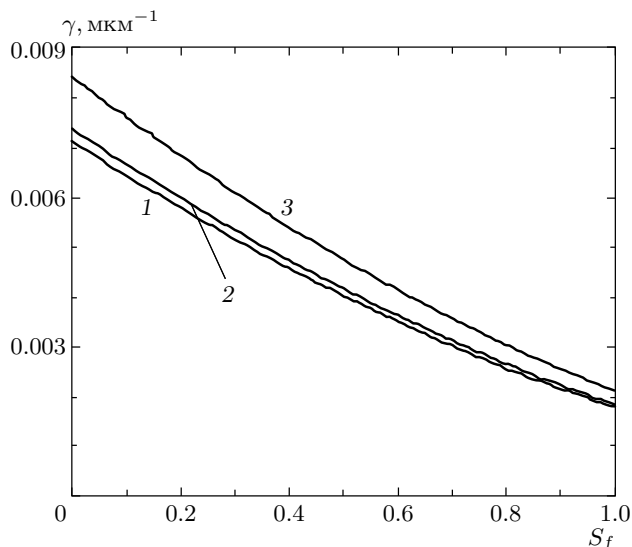
$$f = \left(1 + \frac{2}{\mu}\right) \left(1 + \frac{1}{\mu}\right). \quad (34)$$

Параметр  $\mu$  связан с коэффициентом вариации распределения капель по размеру  $D_d / \langle d \rangle$  (отношением среднеквадратичного отклонения распределения  $D_d$  к среднему диаметру капель  $\langle d \rangle$ ) соотношением

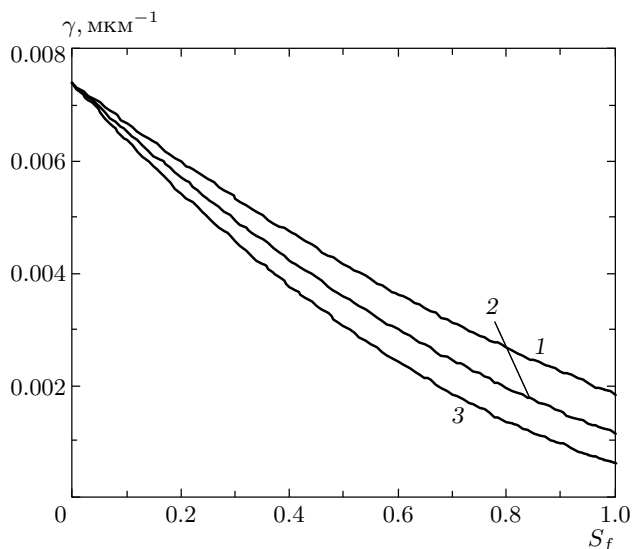
$$\mu = 1 / (D_d / \langle d \rangle)^2 - 1. \quad (35)$$

Для монодисперсных капель  $\mu \rightarrow \infty$  и  $f \rightarrow 1$ .

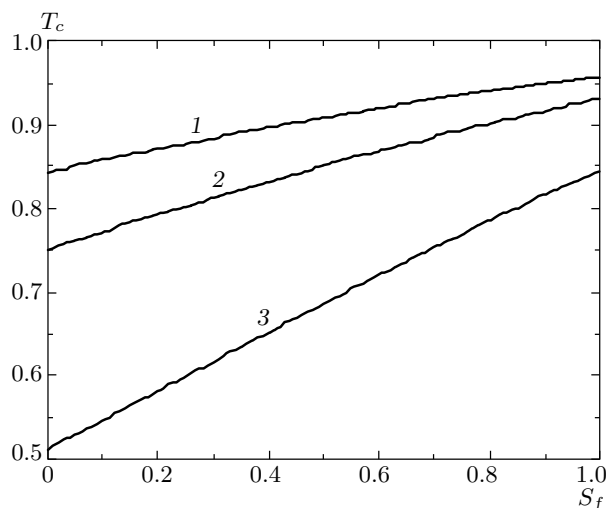
Рассмотрим изменение показателя ослабления  $\gamma$  и коэффициента когерентного пропускания  $T_c$  для КПЖК-пленки. Влияние полидисперсности и параметра порядка капель  $S_d$  на показатель ослабления  $\gamma$  иллюстрируют рис. 3, 4. Результаты, представленные на этих и остальных рисунках, получены при  $n_o = 1.511$ ,  $n_e = 1.74$ ,  $n_p = 1.524$ ,  $S = 0.6$ ,  $\lambda = 0.6328$  мкм. Значения других параметров указаны в подписях. На рис. 3 видно, что с ростом полидисперсности капель показатель ослабления увеличивается для всех значений параметра порядка пленки  $S_f$  ( $0 \leq S_f \leq 1$ ). Увеличение параметра порядка капель  $S_d$  ведет к уменьшению показателя ослабления  $\gamma$  (рис. 4). Увеличение концентрации капель в рассмотренном случае ведет к снижению пропускания пленки  $T_c$  (рис. 5).



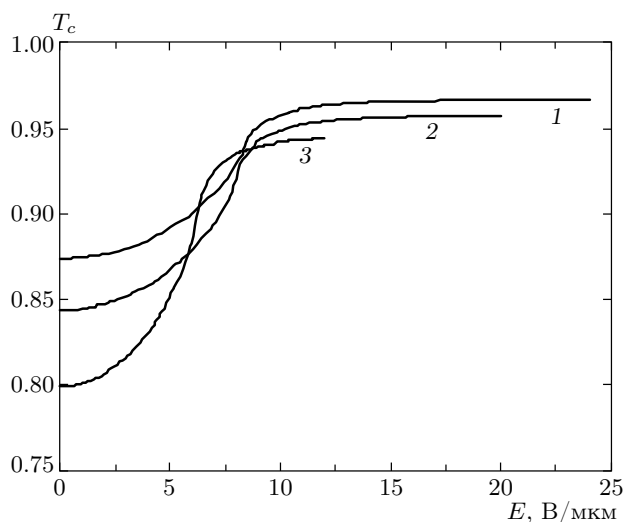
**Рис. 3.** Зависимость показателя ослабления  $\gamma$  от параметра порядка  $S_f$  пленки при различных значениях коэффициента вариации распределения капель жидкого кристалла по размеру  $D_d/\langle d \rangle$ :  $D_d/\langle d \rangle = 0.0625$  (кривая 1), 0.125 (2), 0.25 (3);  $\langle d \rangle = 150$  нм,  $c_v = 0.089$ ,  $S_d = 0.7$



**Рис. 4.** Зависимость показателя ослабления  $\gamma$  от параметра порядка  $S_f$  пленки при различных значениях параметра порядка для капель жидкого кристалла  $S_d$ :  $S_d = 0.7$  (кривая 1), 0.85 (2), 1.0 (3);  $D_d/\langle d \rangle = 0.125$ ,  $\langle d \rangle = 150$  нм,  $c_v = 0.089$

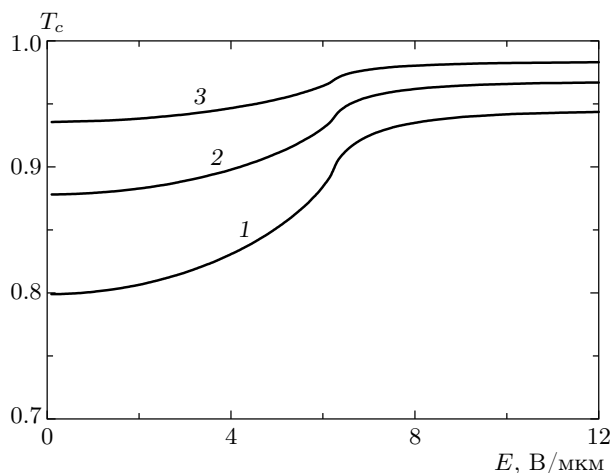


**Рис. 5.** Коэффициент когерентного пропускания  $T_c$  в зависимости от параметра порядка  $S_f$  пленки при различных значениях объемной концентрации жидкокристаллических капель  $c_v$ :  $c_v = 0.089$  (кривая 1), 0.15 (2), 0.35 (3);  $D_d/\langle d \rangle = 0.125$ ,  $\langle d \rangle = 150$  нм,  $S_d = 0.7$ ,  $l = 23$  мкм



**Рис. 6.** Коэффициент когерентного пропускания  $T_c$  в зависимости от напряженности электрического поля  $E$  при  $D_d/\langle d \rangle = 0.125$ ,  $\langle d \rangle = 150$  нм,  $S_d = 0.7$ : кривая 1 соответствует  $l = 13$  мкм,  $c_v = 0.125$ ,  $A = 0.12$  мкм/В; 2 —  $l = 23$  мкм,  $c_v = 0.089$ ,  $A = 0.124$  мкм/В; 3 —  $l = 36$  мкм,  $c_v = 0.075$ ,  $A = 0.16$  мкм/В

На рис. 6 представлена зависимость коэффициента когерентного пропускания  $T_c$  от напряженности электрического поля для пленок при тех же параметрах  $l$ ,  $c_v$  и  $A$ , которые были использованы при



**Рис. 7.** Коэффициент когерентного пропускания  $T_c$  в зависимости от напряженности электрического поля  $E$  при различных значениях среднего размера каплей  $\langle d \rangle$ :  $\langle d \rangle = 150$  нм (кривая 1); 125 нм (2); 100 нм (3);  $D_d/\langle d \rangle = 0.125$ ,  $S_d = 0.7$ ,  $A = 0.16$  мкм/В,  $l = 36$  мкм,  $c_v = 0.075$

построении зависимости фазового сдвига от напряженности поля (рис. 2). Рассчитанные в отсутствие управляющего электрического поля ( $E = 0$ ) значения пропускания соответствуют измеренным значениям [20] для исследуемых пленок.

Влияние среднего размера каплей  $\langle d \rangle$  на пропускание иллюстрирует рис. 7. Видно, что уменьшение среднего размера каплей ведет к увеличению коэффициента пропускания при слабой зависимости пропускания от управляющего поля.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная модель для описания распространения когерентной компоненты излучения, прошедшего через мелкодисперсные КПЖК-пленки, позволяет решить задачи оптимизации морфологических и структурных свойств КПЖК-пленок для достижения требуемой величины фазовой модуляции; линеаризации зависимости фазового сдвига от управляющего электрического поля; снижения значений управляющего поля; увеличения пропускания пленок. Она применима для анализа фазовой модуляции и ослабления излучения в пленках с биполярной, аксиальной и другими обладающими цилиндрической симметрией структурами молекул жидкого кристалла в наноразмерных каплях.

Полученные результаты представляют интерес для разработки телекоммуникационных систем с

фазовой модуляцией при передаче и переадресации информации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований Беларуси (грант Ф01-042) и при поддержке четвертой рамочной программы Европейской комиссии INCO-Copernicus (контракт № ERB IC15-CT98-0806). Авторы выражают благодарность Ф. Симони (F. Simoni) и другим авторам работы [20] за предоставление результатов эксперимента до их опубликования.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. S. Drzaic, *Liquid Crystal Dispersions*, World Scientific, New York (1995), p. 430.
2. F. Simoni, *Nonlinear Optical Properties of Liquid Crystals and Polymer Dispersed Liquid Crystals*, World Scientific, Singapore (1997).
3. *Liquid Crystals in Complex Geometries*, ed. by G. P. Crawford and S. Zumer, Taylor & Francis, London (1996), p. 279.
4. Г. М. Жаркова, А. С. Сонин, *Жидкокристаллические композиты*, Наука, Москва (1994), с. 213.
5. K. Takizawa, T. Fujii, H. Kikuchi et al., *Appl. Opt.* **38**, 5646 (1999).
6. V. Ya. Zyryanov, E. P. Pozhidaev, S. L. Smorgon et al., *Liquid Crystals* **28**, 433 (2001).
7. V. P. Tondiglia, L. V. Natarajan, R. L. Sutherland et al., *Opt. Lett.* **20**, 1325 (1995).
8. J. Bajc and S. Zumer, *Phys. Rev. E* **53**, 2925 (1997).
9. J. Bajc and J. Bezic, S. Zumer, *Phys. Rev. E* **51**, 2176 (1995).
10. F. Xu, H. S. Kitzerow, and P. P. Crooker, *Phys. Rev. E* **49**, 3061 (1993).
11. V. Vorflusev and S. Kumar, *Science* **283**, 1903 (1999).
12. V. A. Loiko and A. V. Konkolovich, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **3**, S155 (2001).
13. А. В. Конколович, В. В. Пресняков, В. Я. Зарянов, В. А. Лойко, В. Ф. Шатанов, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 710 (2000).
14. А. П. Иванов, В. А. Лойко, В. П. Дик, *Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах*, Наука и техника, Минск (1988), с. 192.

15. S. Matsumoto, Y. Sugiyama, S. Sakata et al., *Liquid Crystals* **27**, 649 (2000).
16. M. J. Sansone, G. Khanarian, and T. M. Leslie, *J. Appl. Phys.* **67**, 4253 (1990).
17. S. Matsumoto, K. Hirabayashi, S. Sakata et al., *IEEE Photonics Technology Lett.* **11**, 442 (1999).
18. D. C. O'Brien, R. J. Mears, T. D. Wilkinson et al., *Appl. Opt.* **33**, 2795 (1994).
19. А. Исимару, *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*, Мир, Москва (1994), т. 2, с. 317.
20. L. Lucchetta, R. Karopiran, A. Mann, and F. Simoni, *J. Appl. Phys.* **91**, 6060 (2002).
21. S. Zumer and J. W. Doane, *Phys. Rev. A* **34**, 3373 (1986).
22. К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света мелкими частицами*, Мир, Москва (1986), с. 660.
23. J. R. Kelly and P. Palfy-Muhoray, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **243**, 11 (1994).
24. V. A. Loiko, A. V. Konkolovich, F. Simoni et al., in *Proceed. of 10<sup>th</sup> SID Symposium «Advanced Display Technologies»*, Minsk (2001), p. 58.
25. Г. ван де Хюлст, *Рассеяние света малыми частицами*, Москва (1961), с. 536.
26. О. А. Афонин, Yu. V. Panina, A. B. Pravdin, and D. A. Yakovlev, *Liq. Cryst.* **15**, 395 (1997).
27. V. A. Loiko and A. V. Konkolovich, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 2201 (2000).