

УДК 532.783: 35.771:535.36

## ПРОПУСКАНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА АНСАМБЛЕМ СФЕРИЧЕСКИХ КАПЕЛЬ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ЦИЛИНДРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНОЙ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРОЙ

В.А. ЛОЙКО<sup>1</sup>, А.В. ЕМЕЛЬЯНЕНКО<sup>2</sup>, Е.Р. ПОЖИДАЕВ<sup>3</sup>,  
А.В. КОНКОЛОВИЧ<sup>1</sup>, А.А. МИСКЕВИЧ<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси  
Независимости, 68, Минск, 220072, Беларусь

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. ЛОМОНОСОВА  
Ленинские горы, 1, Москва, 119992, Россия

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Ленинский пр., 53, Москва, 119991 Россия

Поступила в редакцию 29 апреля 2011

Разработана оптическая модель для анализа коэффициентов направленного пропускания и зеркального отражения света при нормальном освещении монослоя капель нематического жидкого кристалла, диспергированных в полимерной матрице. Она основана на обобщении приближения Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна на векторный случай. Проанализированы коэффициенты когерентного пропускания и отражения света при различной ориентации оптических осей капель.

*Ключевые слова:* капсулированные полимером жидкие кристаллы, рассеяние света, приближение Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна.

### Введение

В последние десятилетия интенсивно исследуются капсулированные полимером жидкокристаллические (КПЖК) пленки. Это обусловлено рядом новых возможностей которые открывает использование таких материалов в системах отображения и обработки оптической информации, телекоммуникациях, фотонике, оптоэлектронике и т.д. Оптические эффекты в КПЖК-пленках обусловлены изменением ориентации оптических осей (директоров) капель и конфигурации молекул жидкого кристалла (ЖК) в каплях под действием электрических и магнитных полей, температуры и т.д., что позволяет реализовывать управляемое светорассеяние [1–3].

Исследования оптического отклика в КПЖК-пленках проводятся в основном экспериментально. Это связано со сложностью теоретического анализа эффектов светорассеяния, при описании которых нужно учитывать специфику рассеяния отдельной анизотропной каплей и многократное рассеяние.

Строгой теории решения задач рассеяния на отдельных ЖК-каплях произвольной формы и внутренней ориентационной структуры молекул ЖК не существует. Поэтому используют приближенные методы [4–6]. С их помощью можно проводить анализ рассеяния света отдельными ЖК-каплями лишь в отдельных диапазонах размеров. Наиболее общее приближенное решение для оптически мягких изотропных частиц можно получить с помощью метода Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ) [7]. Нам неизвестны работы, использующие этот метод для анализа рассеяния на анизотропных каплях жидкого кристалла.

В данной работе рассматривается однорядный слой (монослой) сферических ЖК капель, диспергированных в связующей полимерной матрице. Интерес к таким системам возрос в последние годы, поскольку они перспективны для создания гибких дисплеев. Нами разработана оптическая модель для анализа коэффициентов когерентного (направленного) пропускания и когерентного (зеркального) отражения света монослоем капель ЖК при нормальном освещении неполяризованным световым излучением. Она основана на обобщении скалярного приближения Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна для изотропных частиц на случай решения задач рассеяния анизотропными каплями ЖК. В рамках ВКБ-приближения получены аналитические выражения для элементов амплитудной матрицы рассеяния по направлению строго вперед и строго назад для капель нематического ЖК с однородно ориентированной внутренней структурой. Для ЖК-капель с более сложной внутренней структурой, обладающих цилиндрической или зеркальной симметрией, при описании прямого и обратного рассеяния света использованы ВКБ-приближение и приближение эффективной среды [8, 9].

### Коэффициенты когерентного пропускания и отражения

Рассмотрим рассеяние света однорядным дисперсным слоем, образованным оптически анизотропными ЖК каплями в изотропной полимерной матрице. При освещении слоя по нормали неполяризованным монохроматическим светом, выражения для коэффициентов когерентного пропускания  $T_c$  и отражения  $R_c$  имеют вид:

$$T_c = \frac{T_c^{\parallel} + T_c^{\perp}}{2}, \quad (1)$$

$$R_c = \frac{R_c^{\parallel} + R_c^{\perp}}{2}, \quad (2)$$

где  $T_c^{\parallel, \perp}$  и  $R_c^{\parallel, \perp}$  – коэффициенты когерентного пропускания и отражения слоя для поляризаций света параллельной ( $\parallel$ ) и ортогональной ( $\perp$ ) главной плоскости, в которой ориентированы оптические оси ЖК капель. Используя модель амплитудно-фазового экрана [10], для коэффициентов когерентного пропускания  $T_c^{\parallel, \perp}$  и отражения  $R_c^{\parallel, \perp}$  получим следующие соотношения:

$$T_c^{\parallel} = 1 - \frac{4}{\rho^2} \eta \operatorname{Re} S_2^0 + \frac{4}{\rho^4} \eta^2 \left( (\operatorname{Re} S_2^0)^2 + (\operatorname{Im} S_2^0)^2 \right), \quad (3)$$

$$T_c^{\perp} = 1 - \frac{4}{\rho^2} \eta \operatorname{Re} S_1^0 + \frac{4}{\rho^4} \eta^2 \left( (\operatorname{Re} S_1^0)^2 + (\operatorname{Im} S_1^0)^2 \right), \quad (4)$$

$$R_c^{\parallel} = \frac{4}{\rho^4} \eta^2 \left( (\operatorname{Re} S_2^{\pi})^2 + (\operatorname{Im} S_2^{\pi})^2 \right), \quad (5)$$

$$R_c^{\perp} = \frac{4}{\rho^4} \eta^2 \left( (\operatorname{Re} S_1^{\pi})^2 + (\operatorname{Im} S_1^{\pi})^2 \right), \quad (6)$$

где  $\eta$  – коэффициент заполнения (перекрытия) монослоя, численно равный отношению площади проекций ЖК-капель на плоскость монослоя к площади, на которой они распределены,  $\rho = 2\pi a n_p / \lambda$  – параметр дифракции,  $a$  – радиус ЖК-капли,  $n_p$  – показатель преломления связующей полимерной матрицы,  $\lambda$  – длина волны падающего света,  $S_{2,1}^0$  и  $S_{2,1}^{\pi}$  – диагональные элементы амплитудной матрицы рассеяния света [11] по направлению строго вперед и назад, соответственно. При выводе соотношений (3)–(6) мы предполагали, что ЖК-капли монодисперсны и их оптические оси ориентированы в одном направлении. Из полученных выражений (1)–(6) видно, что для анализа коэффициентов когерентного пропускания и отражения света КПЖК-монослоем необходимо решение задачи рассеяния на отдельной ЖК-капле и нахождение диагональных элементов амплитудной матрицы прямого и

обратного рассеяния  $S_{2,1}^{0,\pi}$ .

### Приближение Вентцеля-Краммерса-Бриллюэна для описания рассеяния на сферической капле нематического жидкого кристалла

Для нахождения элементов амплитудной матрицы рассеяния света отдельной ЖК-каплей воспользуемся интегральным представлением векторной амплитудной функции рассеяния  $\mathbf{f}(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_s)$  [12]. Запишем его в виде:

$$\mathbf{f}(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_s) = \frac{ik^3}{4\pi} \int_V \left\{ \mathbf{e}_s \times \left[ \mathbf{e}_i \times \left( \underline{\underline{\varepsilon}}(\mathbf{r}) - \underline{\underline{1}} \right) \mathbf{E}(\mathbf{e}_i, \mathbf{r}) \right] \right\} \exp(-ik\mathbf{e}_s \mathbf{r}) dV, \quad (7)$$

где интегрирование ведётся по объёму ЖК-капли  $V$ ,  $\underline{\underline{\varepsilon}}(\mathbf{r})$  – локальный тензор относительной диэлектрической проницаемости элементарного объёма с радиус-вектором  $\mathbf{r}$ ,  $\underline{\underline{1}}$  – единичная матрица  $3 \times 3$ ,  $\mathbf{e}_i$  и  $\mathbf{e}_s$  – единичные векторы в направлении падения и рассеяния света,  $\mathbf{E}(\mathbf{e}_i, \mathbf{r})$  – электрическое поле световой волны внутри ЖК-капли,  $k = 2\pi n_p / \lambda$  – волновое число в окружающей среде (полимере). Отметим, что выражение (7) является точным представлением векторной амплитудной функции рассеяния  $\mathbf{f}(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_s)$  в дальней зоне через электрическое поле световой волны  $\mathbf{E}(\mathbf{e}_i, \mathbf{r})$  внутри ЖК-капли.

Рассмотрим нематическую ЖК-каплю с однородно ориентированной внутренней структурой, когда локальный директор  $\mathbf{n}$  параллелен оптической оси  $\mathbf{N}$  во всем объеме капли (см. рис. 1).

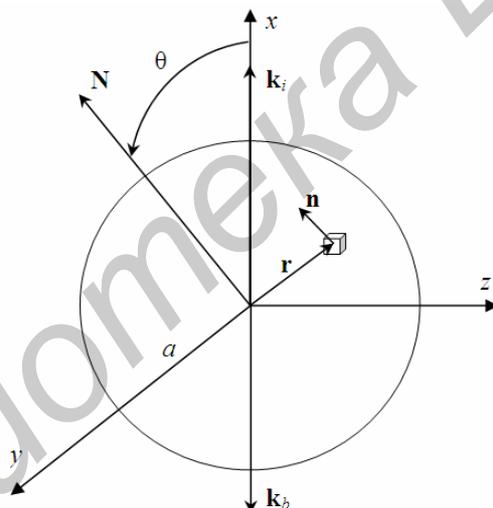


Рис. 1. Схематическое представление отдельной ЖК-капли в КГЖК-монослое и геометрия рассеяния света:  $xuz$  – лабораторная система координат, в которой плоскость  $yz$  совпадает с плоскостью монослоя,  $\mathbf{k}_i$  – волновой вектор падающего света,  $\mathbf{k}_b$  – волновой вектор в направлении обратного рассеяния света,  $\mathbf{N}$  – оптическая ось (директор) ЖК-капли,  $\theta$  – угол ориентации директоров ЖК-капель в главной плоскости  $xu$  относительно направления освещения,  $a$  – радиус капли,  $\mathbf{n}$  – оптическая ось элементарного объема капли.

В таком случае локальный тензор относительной диэлектрической проницаемости  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  в выражении (7) не зависит от радиус-вектора  $\mathbf{r}$  и имеет диагональный вид. Применим ВКБ-приближение для описания внутреннего поля  $\mathbf{E}(\mathbf{e}_i, \mathbf{r})$  в оптически анизотропной ЖК-капле. Тогда, проделав ряд преобразований, которые мы опускаем в силу их громоздкости, используя выражение (7), для диагональных элементов амплитудной матрицы при рассеянии света в направлениях строго вперед и назад  $S_{2,1}^{0,\pi}$ , найдем:

$$S_{2,1}^{0,\pi} = -\frac{ik^3}{4\pi} VI_{y,z}^{0,\pi}, \quad (8)$$

где интегралы  $I_{y,z}^{0,\pi}$  имеют вид:

$$I_{y,z}^{0,\pi} = \frac{2}{V} (n_{y,z} - 1) \int_V \exp F_{y,z}^{0,\pi} dV. \quad (9)$$

Недиагональные элементы амплитудной матрицы равны нулю,

$$S_{3,4}^{0,\pi} = 0. \quad (10)$$

В выражении (9)  $n_y$  и  $n_z$  – показатели преломления для необыкновенной и обыкновенной волн, поляризованных вдоль осей  $y$  и  $z$  лабораторной системы координат. Функции  $F_{y,z}^{0,\pi}$  описывают фазовые изменения для необыкновенной и обыкновенной волн с учетом предыстории прохождения света внутри ЖК-капли. Для однородно ориентированной внутренней структуры ЖК-капли имеют место соотношения:

$$n_y = \frac{n_e n_o}{n_p \sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}}, \quad (11)$$

$$n_z = \frac{n_o}{n_p}, \quad (12)$$

$$F_{y,z}^0 = i\Delta_{y,z}(x - x_{imp}), \quad (13)$$

$$F_{y,z}^\pi = i\Delta_{y,z}(x - x_{imp}) + 2ikax, \quad (14)$$

$$\Delta_{y,z} = ka(n_{y,z} - 1). \quad (15)$$

Здесь  $n_o$  и  $n_e$  – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления жидкого кристалла,  $x_{imp}$  – координата поверхности ЖК-капли в точке вхождения падающего света,  $\theta$  – угол ориентации оптических осей капель в слое относительно нормали.

Выполнив интегрирование в выражении (9), для действительных и мнимых частей элементов амплитудной матрицы рассеяния  $S_{2,1}^{0,\pi}$  найдем следующие аналитические соотношения:

$$\operatorname{Re} S_{2,1}^0 = \rho^2 \operatorname{Re} K(2\rho(n_{y,z} - 1)), \quad (16)$$

$$\operatorname{Im} S_{2,1}^0 = \rho^2 \operatorname{Im} K(2\rho(n_{y,z} - 1)), \quad (17)$$

$$\operatorname{Re} S_{2,1}^\pi = \rho^2 \frac{n_{y,z} - 1}{n_{y,z} + 1} \left\{ \operatorname{Re} K(2\rho n_{y,z}) - \operatorname{Re} K(2\rho) \right\}, \quad (18)$$

$$\operatorname{Im} S_{2,1}^\pi = -\rho^2 \frac{n_{y,z} - 1}{n_{y,z} + 1} \left\{ \operatorname{Im} K(2\rho n_{y,z}) + \operatorname{Im} K(2\rho) \right\}, \quad (19)$$

где  $K$  – функция Хюлста [11].

Выше были рассмотрены капли с однородной ориентацией жидкого кристалла. Однако, в рамках ВКБ-приближения в сочетании с приближением эффективной среды [8, 9], соотношения (16)–(19) можно использовать для описания рассеяния света сферическими нематическими ЖК-каплями с более сложной внутренней структурой. Для этого необходимо ввести в рассмотрение эффективные показатели преломления капель  $n_y$  и  $n_z$  для необыкновенной и обыкновенной волн.

Для капель с биполярной конфигурацией и подвижными полюсами:

$$n_y = n_{iso} + \frac{1}{3} \Delta n S_d (1 - 2S_{fx}), \quad (20)$$

$$n_z = n_{iso} - \frac{1}{3} \Delta n S_d, \quad (21)$$

где

$$n_{iso} = \frac{2n_o + n_e}{3}, \quad (22)$$

и  $\Delta n = n_e - n_o$  – оптическая анизотропия ЖК,  $S_d$  – скалярный параметр порядка ЖК-капли [13],  $S_{fx}$  –  $x$ -компонента тензорного параметра порядка КПЖК-монослоя [8].

Обратим внимание, что применимость приближения эффективной среды для анализа рассеяния света ЖК-каплями ограничена необходимым условием диагональности среднего по объему капли тензора диэлектрической проницаемости.

### Результаты расчетов

Результаты расчетов коэффициентов когерентного пропускания  $T_c$ , отражения  $R_c$  и степени поляризации света  $P$  (см. выражение (23)) КПЖК-монослоем в зависимости от параметра дифракции  $\rho$  представлены на рис. 2–7.

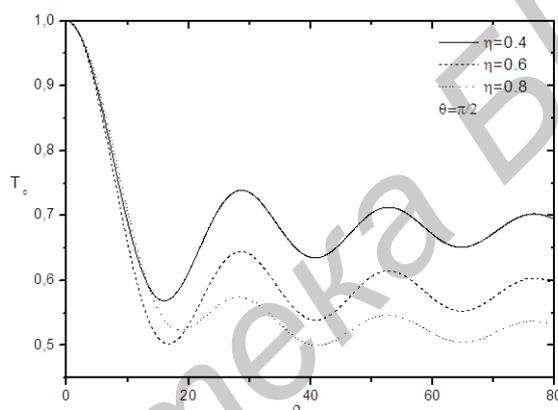


Рис. 2. Зависимость коэффициента когерентного пропускания неполяризованного света  $T_c$  КПЖК-монослоем от параметра дифракции  $\rho$  при планарной ориентации оптических осей капель в плоскости монослоя ( $\theta = \pi/2$ ) и разных значениях коэффициента заполнения  $\eta$

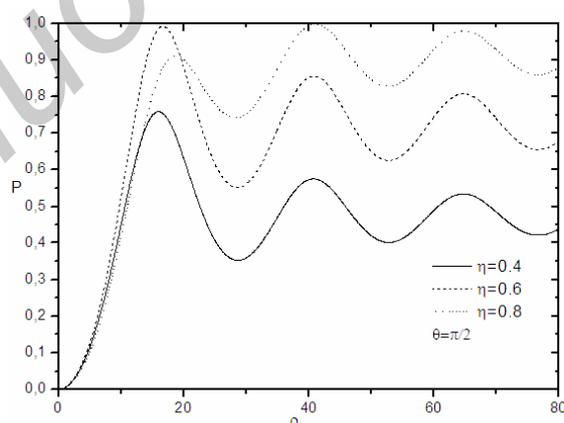


Рис. 3. Зависимость степени поляризации света  $P$  КПЖК-монослоем от параметра дифракции  $\rho$  при планарной ориентации оптических осей капель в плоскости монослоя ( $\theta = \pi/2$ ) и разных значениях коэффициента заполнения  $\eta$

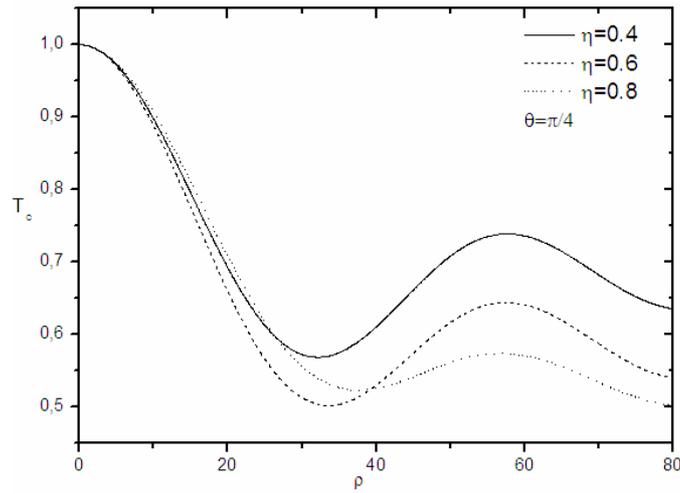


Рис. 4. То же самое, что на рис. 2 при ориентации оптических осей ЖК-капель в слое под углом  $\theta = \pi / 4$  относительно нормали

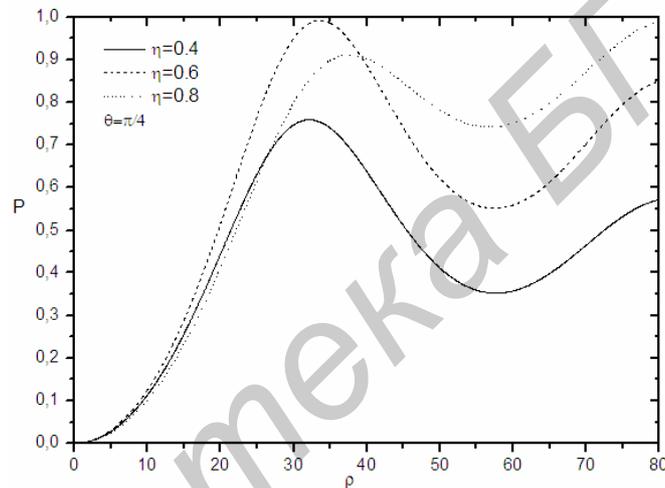


Рис. 5. То же самое, что на рис.3 при ориентации оптических осей ЖК-капель в слое под углом  $\theta = \pi / 4$  относительно нормали

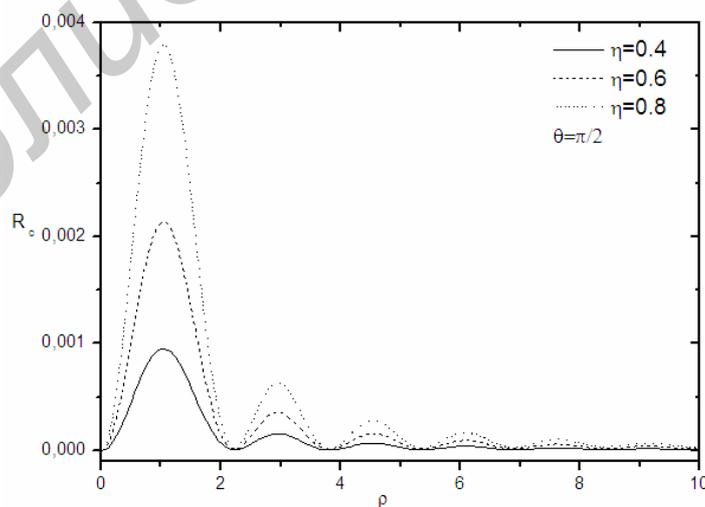


Рис. 6. Зависимость коэффициента когерентного отражения неполяризованного света  $R_c$  КПЖК-монослоем от параметра дифракции  $\rho$  при планарной ориентации оптических осей капель в плоскости монослоя ( $\theta = \pi / 2$ ) и разных значениях коэффициента заполнения  $\eta$

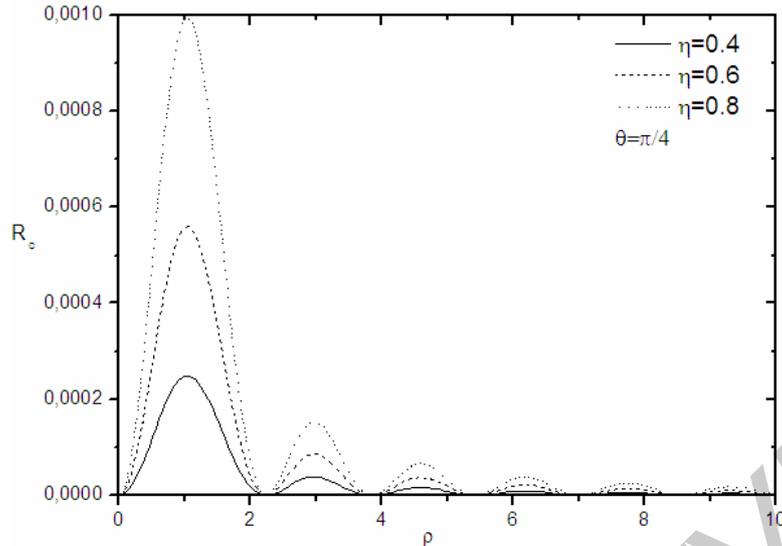


Рис. 7. То же самое, что на рис. 6 при ориентации оптических осей ЖК-капель в слое под углом  $\theta = \pi / 4$  относительно нормали

Расчеты выполнены на основе выражений (1)–(6), (11), (12), (16)–(19) для обыкновенного  $n_o=1,5$  и необыкновенного  $n_e=1,7$  показателей преломления ЖК, показателя преломления полимера  $n_p=1,5$ , углов ориентации оптических осей капель в слое  $\theta=\pi/2$  (планарная у-ориентированная структура) и  $\theta=\pi/4$  при разных значениях коэффициента заполнения слоя  $\eta$ .

Из рис. 2, 4 видно, что для выбранного значения показателя преломления полимера ( $n_p = n_o$ ) коэффициент когерентного пропускания неполяризованного света  $T_c$  превышает значение равное 0,5. При этом степень поляризации света

$$P = \frac{T_c^\perp - T_c^\parallel}{T_c^\parallel + T_c^\perp} \quad (23)$$

может достигать значений  $P \approx 1$ .

Коэффициент когерентного отражения  $R_c$  в рассматриваемом случае нематических ЖК-капель в слое имеет малые значения, и, как видно из рис. 6, 7, не превышает 0,004 при планарной ориентации оптических осей капель ( $\theta=\pi/2$ ).

### Заключение

Разработана оптическая модель для анализа коэффициентов когерентного пропускания и отражения света монослоем сферических нематических ЖК-капель при нормальном освещении неполяризованным светом. Она основана на приближении Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна, развитом в работе для описания рассеяния света оптически анизотропными ЖК-каплями, и приближении эффективной среды.

Проанализированы коэффициенты когерентного пропускания, отражения и степени поляризации прямопрошедшего света монослойными КПЖК-пленками при различных углах ориентации оптических осей капель.

Результаты могут быть использованы для оценки пропускания и отражения света монослоями холестерических ЖК-капель при планарной ориентации их оптических осей и нормальном освещении слоя.

# TRANSMITTANCE AND REFLECTANCE OF LIGHT BY ENSEMBLE OF SPHERICAL LIQUID-CRYSTAL DROPLETS WITH CYLINDRICALLY SYMMETRIC INTERNAL STRUCTURE

V.A. LOIKO, A.V. EMELYANENKO, E.P. POZHIDAEV,  
A.V. KONKOLOVICH, A.A. MISKEVICH

## Abstract

The optical model is developed for the analysis of directed transmittance and mirror reflectance of light at normal illumination of a monolayer of droplets of nematic liquid crystal, dispersed in a polymeric matrix. It is based on generalization of the Wentzel-Kramers-Brillouin approach on a vector case. Coherent transmittance and reflectance at various orientation of optical axes of droplets are analyzed

## Литература

1. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М., 1981.
2. Беляков В.А., Сонин А.С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., 1982.
3. Жаркова Г.М., Сонин А.С. Жидкокристаллические композиты. Новосибирск, 1994.
4. Zumer S., Doane J.W. // Phys. Rev. A. 1986. V.34, №4. P. 3373–3386.
5. Zumer S. // Phys. Rev. A. 1988. V.37, №10. P. 4006–4015.
6. Яковлев Д.А., Афонин О.А. // Опт. и спектр. 1997. Т. 82, №1. С. 86–92.
7. Klett J.D., Sutherland R. A. // Applied Optics. 1992. V.31, №3. P.373–386.
8. Лойко В.А., Машке У., Зырянов В.Я. и др. // ЖЭТФ. 2008. Т.134, В.4 (10). С. 806–814.
9. Loiko V.A., Konkolovich A.V., Miskevich A.A. // Phys. Rev. E. 2006. V.74. P. 031704(1)–(7).
10. Иванов А.П., Лойко В.А., Дик В.П. Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. Минск, 1988.
11. Хюлт Г. Рассеяние света малыми частицами. М., 1961.
12. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М., 1981.
13. Simoni F. Nonlinear Properties of Liquid Crystals and Polymer Dispersed Liquid Crystals. Singapore, 1997.