

УДК 535.557

ЭЛЕКТРОУПРАВЛЯЕМОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СПИРАЛЬНОЙ НАНОСТРУКТУРЫ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Т. П. Ткаченко^{1,2}, А. В. Кузнецов^{1,2}, Е. П. Пожидаев^{1,2}

Экспериментально и теоретически исследована связь двулучепреломления с диэлектрической восприимчивостью спиральной наноструктуры сегнетоэлектрических жидких кристаллов в электрическом поле.

Ключевые слова: электроруправляемое двулучепреломление, сегнетоэлектрические жидкие кристаллы, диэлектрическая восприимчивость спиральной наноструктуры.

Введение. Сегнетоэлектрические жидкие кристаллы (СЖК) [1] состоят из хиральных молекул, что является причиной возникновения в СЖК спирального (геликоидального) закручивания, период p_0 которого зависит от молекулярного строения и температуры. Если шаг спирали сопоставим с длиной волны λ света, проходящего сквозь слой СЖК, то при приложении к этому слою знакопеременного электрического поля $E < E_c$ (E_c – критическое поле раскрутки спиральной структуры) наблюдается электрооптический эффект, возникающий вследствие деформации спирали без изменения величины p_0 [2]. Этот эффект был открыт в 1989 году совместно российскими и швейцарскими физиками и назван авторами DHF-эффектом (deformed helix ferroelectric).

В работах [3–5] теоретически и экспериментально доказано, что если

$$p_0 < \lambda/5, \quad (1)$$

то распространение света в спиральной структуре СЖК описывается в терминах эллипсоида эффективных показателей преломления (которые на рис. 1 обозначены как n_h и n_p при $E = 0$), а эффекты Брэгговских отражений и оптического вращения плоскости поляризации света не значимы. В электрическом поле $E < E_c$ происходит двусная трансформация эллипсоида эффективных показателей преломления [4, 5], обозначенных как n_+ , n_- и n_z , в сочетании с отклонением главной оптической оси на угол $\psi_d \sim E$

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: tptkachenko@lebedev.ru.

² МАИ, 125993 Россия, Москва, Волоколамское ш., 4.

в плоскости, перпендикулярной электрическому полю, как показано на рис. 1 справа. Если электрооптическая ячейка на основе СЖК расположена между скрещенными поляризатором и анализатором, а положение оси спирали и эллипсоида эффективных показателей преломления в ячейке относительно плоскостей подложек и направления распространения линейно-поляризованного света такое, как показано на рис. 1, то светопропускание T структуры, как доказано теоретически и экспериментально в работе [4], описывается известным в классической кристаллооптике соотношением:

$$T = \sin^2(2\psi_d) \cdot \sin^2\left(\frac{\pi\Delta n_{\text{eff}}d}{\lambda}\right), \quad (2)$$

где d – толщина слоя СЖК, а $\Delta n_{\text{eff}} = n_+ - n_-$ – эффективное двулучепреломление, которое при фиксированной температуре зависит от электрического поля и параметров СЖК.

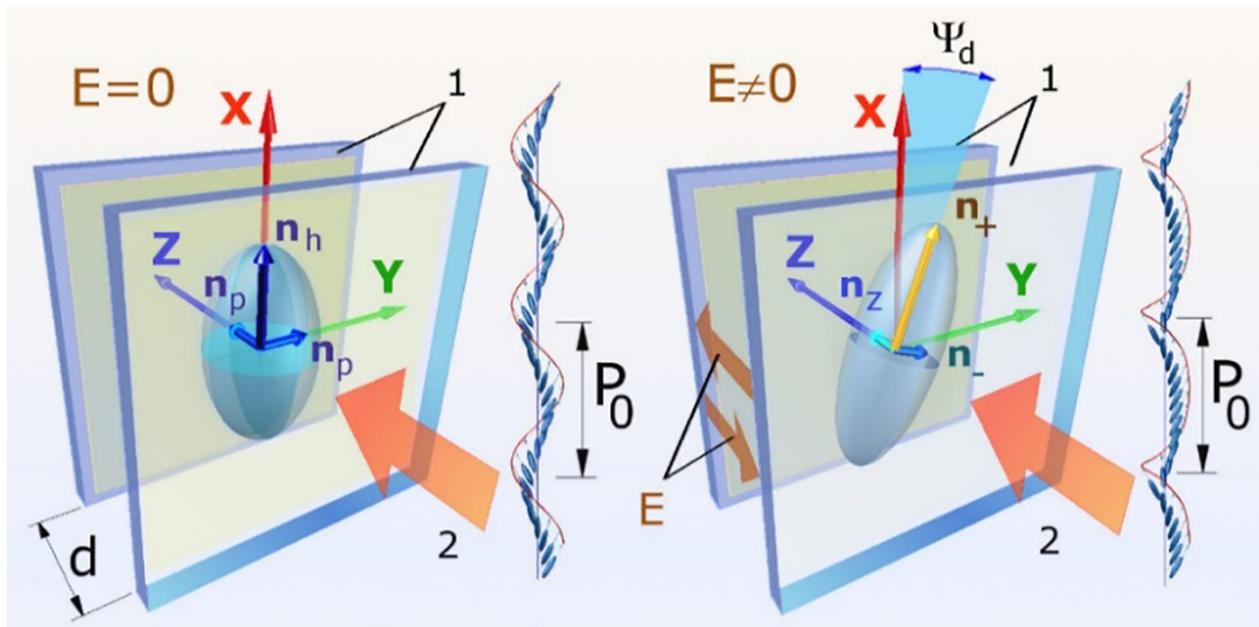


Рис. 1: Геометрия планарно-ориентированного слоя СЖК в электрооптической ячейке, работающей в режиме DHF эффекта: 1 – стеклянные пластины, покрытые сплошными слоями оксида индия олова (ITO) и ориентирующим покрытием; 2 – направление распространения линейно-поляризованного падающего света, n_p и n_h – эффективные показатели преломления спиральной структуры при $E = 0$, n_+ , n_- и n_z – эффективные показатели преломления при $E \neq 0$.

Соотношение (3), описывающее связь Δn_{eff} со статической диэлектрической восприимчивостью χ_G спиральной наноструктуры, спонтанной поляризацией P_s СЖК и

с электрическим полем $E < E_c$, получено в работе [6] на основе классической теории DHF-эффекта [7]:

$$\Delta n_{\text{eff}} = \Delta n(\lambda) \left[1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta + \frac{\sin^2 2\theta}{1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta} \left(\frac{\varepsilon_0 \chi_G}{P_s} \right)^2 E^2 \right] = \Delta n_{\text{eff}}^0 + \Delta n_{\text{eff}}^E, \quad (3)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, θ – угол наклона молекул в смектических слоях СЖК, $\Delta n(\lambda)$ – дисперсия двулучепреломления СЖК при $E > E_c$ (при полной раскрутке спирали электрическим полем). Расчётные значения $\Delta n_{\text{eff}}^0 = \Delta n(\lambda) \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta \right)$ хорошо совпадают с экспериментальными, что было многократно проверено авторами данной работы. Вместе с тем, электроуправляемая часть эффективного двулучепреломления из (3)

$$\Delta n_{\text{eff}}^E = \Delta n(\lambda) \left[\frac{\sin^2 2\theta}{1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta} \left(\frac{\varepsilon_0 \chi_G}{P_s} \right)^2 E^2 \right] \quad (4)$$

согласуется с экспериментом только качественно: в эксперименте действительно наблюдается квадратичная зависимость Δn_{eff}^E от электрического поля [5, 6]. При этом величины Δn_{eff}^E , рассчитанные по соотношению (4) и измеренным значениям физических величин, входящих в (4), более чем на порядок превосходят измеренные экспериментально значения Δn_{eff}^E , что было показано авторами данной работы.

Целью работы является количественное описание экспериментально измеренных зависимостей эффективного двулучепреломления Δn_{eff}^E спиральной наноструктуры СЖК от диэлектрической восприимчивости χ_G , спонтанной поляризации P_s , электрического поля E .

Объекты и методы исследования. В качестве объектов исследования выбраны СЖК FLC-587-F7 и FLC-650 с шагом спирали 65 нм и 120 нм, соответственно, которые разработаны в ФИАН и удовлетворяют условию (1) на длине волны $\lambda = 632.8$ нм, использованной в экспериментах. Физико-химическая концепция создания этих СЖК описана в работе [8]. Толщины слоёв СЖК в электрооптических ячейках на основе упомянутых СЖК составляли 1.7 мкм для FLC-587-F7 и 3.05 мкм для FLC-650.

Значения χ_G экспериментально определены путём дифференцирования измеренных значений макроскопической поляризации $P(E)$ ячеек по формуле (5), а зависимости $P(E)$ получены методом интегрирования токов переполяризации по времени [9]

$$\chi_G = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial P}{\partial E}. \quad (5)$$

Метод измерения ψ_d и угла θ наклона молекул в смектических слоях описан в работе [10], значения двулучепреломления определялись из соотношения (2) по измеренным величинам светопропускания T и угла ψ_d , и с использованием реперных точек, полученных на рефрактометре Аббе.

Полуэмпирический подход к количественному описанию эффективного двулучепреломления. При количественном сравнении рассчитанных по формуле (4) и измеренных экспериментально величин Δn_{eff}^E для разных СЖК мы обратили внимание на то обстоятельство, что эти две величины всегда различаются между собой на множитель $\sin^4 \theta$, на который необходимо умножить правую часть соотношения (4), чтобы получить хорошее согласие теории и эксперимента. Принимая во внимание это наблюдение, мы вместо соотношения (3) записали полуэмпирическое соотношение (6), которое позволяет достичь близкого совпадения величин полученного экспериментально эффективного двулучепреломления Δn_{eff}^E спиральной наноструктуры СЖК и расчётного $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{calc}}$ эффективного двулучепреломления:

$$\Delta n_{\text{eff}}^{\text{calc}} = \Delta n(\lambda) \left[1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta + \sin^4 \theta \frac{\sin^2 2\theta}{1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta} \left(\frac{\varepsilon_0 \chi_G}{P_s} \right)^2 E^2 \right] = \Delta n_{\text{eff}}^0 + \Delta n_{\text{eff-corr}}^E, \quad (6)$$

где

$$\Delta n_{\text{eff-corr}}^E = \Delta n(\lambda) \sin^4 \theta \frac{\sin^2 2\theta}{1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta} \left(\frac{\varepsilon_0 \chi_G}{P_s} \right)^2 E^2. \quad (7)$$

Результаты и их обсуждение. Сравнение расчётных и экспериментальных зависимостей эффективного двулучепреломления спиральной структуры двух СЖК от электрического поля показано на рис. 2. Расчёты проведены по формуле (6), в которую подставлялись измеренные значения параметров СЖК при температуре 23 °С. Для FLC-587-F7 $\theta = 31.5$ градуса, $P_s = 1.48 \cdot 10^{-3}$ Кл/м² [8], $\chi_G = 62$, $\Delta n(\lambda) = 0.22$ при $\lambda = 632.8$ нм [11], а для FLC-650 $\theta = 38.4$ градуса, $P_s = 9.15 \cdot 10^{-4}$ Кл/м², $\chi_G = 28.6$, $\Delta n(\lambda) = 0.235$ при $\lambda = 632.8$ нм.

Отклонение расчётных результатов от экспериментальных не превышает 10%, что позволяет говорить о высокой точности описания результатов эксперимента соотношением (6), которое не может быть получено в рамках существующих теорий, а является полуэмпирическим. Вероятно, этот факт говорит об ограниченности классических теорий [3–6], построенных на одноконстантном приближении, в рамках которого получено соотношение (3). Это приближение, вообще говоря, для СЖК не работает, а справедливо только в некоторых частных случаях, как показано в работе [12], поскольку модуль упругости изгиба смектических слоёв на три порядка больше модуля ориентационной упругости СЖК.

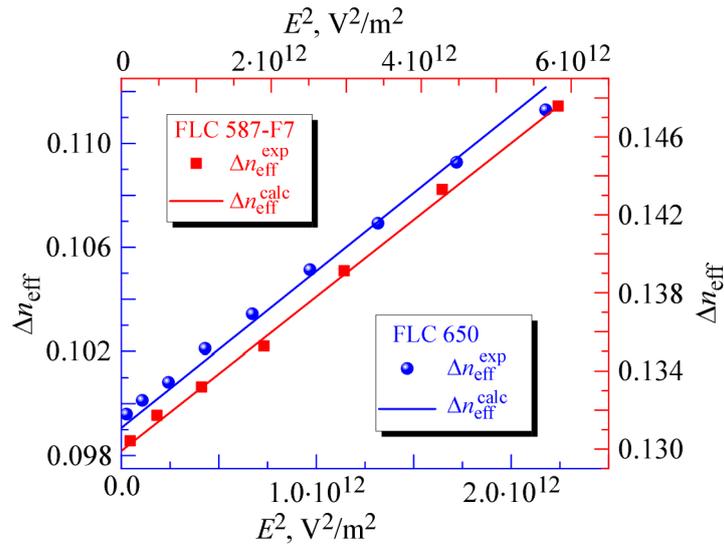


Рис. 2: Сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей эффективно-го двулучепреломления от квадрата электрического поля для FLC-587-F7 и FLC-650, температура 23° C.

Вместе с тем, построение теории DHF-эффекта при отказе от одноконстантного приближения и с учётом всех компонентов тензора упругости СЖК является очень сложной фундаментальной проблемой физики сегнетоэлектрических жидких кристаллов, которая никем не решена до сих пор. При наличии этой проблемы, доказанная в данной работе возможность расчёта эффективного двулучепреломления спиральной наноструктуры СЖК с помощью полуэмпирического соотношения (6), уже позволила решить некоторые прикладные задачи создания нового поколения устройств отображения информации [13].

Данное исследование было поддержано Российским фондом фундаментальных исследований, гранты №19-52-06005 МНТИ_А и №20-02-00746 А.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R. B. Meyer, L. Liebert, L. Strzelecki, and P. Keller, *Journal de Physique Letters* **36** (3), 69 (1975). DOI: 10.1051/jphyslet:0197500360306900.
- [2] L. A. Beresnev, V. G. Chigrinov, D. I. Dergachev, et al., *Liquid Crystals* **5**(4), 1171 (1989). DOI:10.1080/02678298908026421.

- [3] P. Hubert, P. Jägemalm, C. Oldano, and M. Rajteri, *Physical Review E* **58**(3), 3264 (1998). DOI:10.1103/PhysRevE.58.3264.
- [4] A. D. Kiselev, E. P. Pozhidaev, V. G. Chigrinov, and H. S. Kwok, *Physical Review E* **83**(3), 031703 (2011). DOI:10.1103/PhysRevE.83.031703.
- [5] E. P. Pozhidaev, A. K. Schrivastava, A. D. Kiselev, et al., *Optics Letters* **39**(10), 2900 (2014). DOI:10.1364/OL.39.002900.
- [6] E. Pozhidaev, S. Torgova, M. Minchenko, et al., *Liquid Crystals* **37**(8), 1067 (2010). DOI:10.1080/02678292.2010.486482.
- [7] I. Abdulhalim and G. Moddel, *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **200**(1), 79 (1991). DOI:10.1080/00268949108044233.
- [8] V. Mikhailenko, A. Krivoshey, E. Pozhidaev, et al., *Journal of Molecular Liquids* **281**, 186 (2019). DOI: 10.1016/j.molliq.2019.02.047.
- [9] V.M. Vaksman and Yu.P. Panarin, *Molecular Materials* **1**, 147 (1992).
- [10] L. M. Blinov, V. A. Baikalov, M. I. Barnik, et al., *Liquid Crystals* **2**(2), 121 (1987). DOI:10.1080/02678298708086285.
- [11] E. Pozhidaev, S. Torgova, V. Barbashov, et al., *Liquid Crystals* **46**(6), 941 (2019). DOI: 10.1080/02678292.2018.1542749.
- [12] А. В. Казначеев, Е. П. Пожидаев, *ЖЭТФ* **141**(6), 1190 (2012). DOI:10.1134/S1063776112040097.
- [13] E. P. Pozhidaev, T. P. Tkachenko, A. V. Kuznetsov, and I. N. Kompanets, *Crystals* **9**(10), 543 (2019). DOI:10.3390/cryst9100543.

Поступила в редакцию 27 декабря 2019 г.

После доработки 21 июня 2020 г.

Принята к публикации 22 июня 2020 г.

Публикуется по рекомендации XVII Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике (Самара).