Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2026. Т. 26, № 3. С. 65–74
Liquid Crystals and their Application. 2026. Vol. 26, № 3. P. 65–74
ISSN 1991–3966 (print), 2499–9644 (online), Journal homepage: http://nano.ivanovo.ac.ru/journal/ru/

Физика

Научная статья
УДК 544.252.23; 535.542

ГЕЛИКОИДАЛЬНЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЕГНЕТО- И ФЕРРИЭЛЕКТРИКИ ДЛЯ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА

Тимофей Павлович Ткаченко*, Евгений Павлович Пожидаев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

И Н Ф О Р М А Ц И Я

История статьи:
Поступила 18.06.2026
Одобрена 17.08.2026
Принята 24.08.2026

Ключевые слова:
сегнетоэлектрические жидкие кристаллы,
ферриэлектрические жидкие кристаллы,
DHF-эффект,
электрооптика,
фазовая модуляция света

А Н Н О Т А Ц И Я

Проанализированы теоретические модели и практические аспекты применения полярных фаз смектических C* жидких кристаллов в режиме деформированного электрическим полем геликоида (DHF-эффект) для фазовой модуляции света в фотонных устройствах. Рассмотрены соотношения, описывающие светопропускание, двулучепреломление и фазовый сдвиг; особое внимание уделено ограничениям DHF эффекта в рамках феноменологических теоретических подходов. Введен коэффициент α_{opt}, определяющий максимально допустимые электрические поля в DHF-режиме. Показано, что существуют углы наклона молекул в смектических слоях, которые позволяют максимизировать электроуправляемое эффективное двулучепреломление геликоидальной структуры как сегнетоэлектрических, так и ферриэлектрических жидких кристаллов. Проведено сравнение четырех смектических C* жидких кристаллов – двух сегнетоэлектрических (FLC-576, FLC-587-F7) и двух ферриэлектрических (FerriLCM-1, FerriLCM-2). Рассчитаны управляющие напряжения, необходимые для достижения электроуправляемого фазового сдвига на $\pi/2$, π и 2π. Продемонстрировано, что увеличение температуры позволяет почти вдвое снизить управляющие напряжения, требуемые для достижения заданного фазового сдвига, при уменьшении времени электрооптического отклика. Результаты могут быть полезны для разработки новых жидкокристаллических материалов и различных электрооптических устройств для плавной и безгистерезисной фазовой модуляции света.

DOI:
10.18083/LCAppl.2026.3.65

EDN:
https://elibrary.ru/jsifuh

Для цитирования:
Ткаченко Т.П., Пожидаев Е.П. Геликоидальные жидкокристаллические сегнето- и ферриэлектрики для фазовой модуляции света // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2026. Т. 26, № 3. С. 65–74.

© Ткаченко Т.П., Пожидаев Е.П., 2026
*Адрес для переписки: tptkachenko@lebedev.ru

Physics

Original Article

HELICAL FERROELECTRIC AND FERRIELECTRIC LIQUID CRYSTALS FOR PHASE MODULATION OF LIGHT

Timofey P. Tkachenko*, Evgeny P. Pozhidaev

P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

A R T I C L E I N F O:

***Article history**:*
Received 18 June 2026
Approved 17 August 2026
Accepted 24 August 2026

***Key words**:*
ferroelectric liquid crystals,
ferrielectric liquid crystals,
DHF-mode,
electro optics,
phase modulation of light

A B S T R A C T

Theoretical models and practical aspects of the application of polar phases of smectic C* liquid crystals in the electrically deformed helix ferroelectric (DHF) mode for phase modulation of light in photonic devices are analysed. The relations describing light transmittance, birefringence, and phase shift are considered. Special attention is paid to the limitations of the DHF-mode within the framework of phenomenological theoretical approaches. The coefficient α_{opt}, which determines the maximum allowable electric fields in the DHF-mode, has been introduced. It is shown that molecular tilt angles exist in smectic layers that allow maximizing the electrically controlled effective birefringence of the helical structure both ferroelectric and ferrielectric liquid crystals. A comparison of four smectic C* liquid crystals – two ferroelectric (FLC-576, FLC-587-F7) and two ferrielectric (FerriLCM 1, FerriLCM 2) – is carried out. The control voltages required to achieve an electrically controlled phase shift by π/2, π, and 2π are calculated. It has been demonstrated that increase of temperature makes it possible to reduce control voltages required to achieve a given phase shift by almost half, while reducing the electro-optical response time. The results may be useful for the development of new liquid crystal materials and various electro-optical devices for smooth and hysteresis-free phase modulation of light.

DOI:
10.18083/LCAppl.2026.3.65

EDN:
https://elibrary.ru/jsifuh

***For citation**:*
Tkachenko T.P., Pozhidaev E.P. Helical ferroelectric and ferrielectric liquid crystals for phase modulation of light. *Liq. Cryst. and their Appl.,* 2026, **26** (3), 65–74 (in Russ.).

© Tkachenko T.P., Pozhidaev E.P., 2026
*Corresponding author: tptkachenko@lebedev.ru

Введение

Полярные фазы смектических С* жидких кристаллов (ЖК) являются электрооптическими материалами, обладающими на 1–2 порядка большим быстродействием, чем неполярные фазы. В сегнетоэлектрической фазе (СЖК) смектиков С* известен эффект деформированного электрическим полем геликоида (DHF-эффект) [1], достоинство которого заключается в независимости времени электрооптического отклика как от толщины слоя ЖК, так и от величины управляющего напряжения. DHF-эффект наблюдается в электрических полях меньших, чем критическое поле E_c разрушения геликоидальной структуры. Позже этот эффект был обнаружен в антисегнетоэлектрических (АСЖК) [2] и ферриэлектрических (ФЖК) [3] фазах смектиков С*. Ориентационный эффект Керра [4, 5], а также режим плавной и безгистерезисной модуляции уровня светопропускания [6, 3] позволяют применять эти материалы как в задачах фазовой модуляции света [7, 8], так и в дисплеях [9]. В настоящее время ведется разработка новых материалов для DHF-эффекта [10–12], в том числе появляются новые компоненты [13], которые могут быть перспективны в составе смесевых смектических С* жидких кристаллов. Цель этой работы – провести анализ теорий, используемых для описания DHF-эффекта, а также проанализировать возможности применения современных материалов для задач фазовой модуляции света.

Теоретическая часть

Электрооптика эффекта деформированного геликоида в смектических С жидких кристаллах*

Светопропускание $T_{\text{cell}}^{\perp}$ жидкокристаллической ячейки между скрещенным поляризатором и анализатором в зависимости от электрического поля E описывается формулой [14]:

$$T_{\text{cell}}^{\perp}(E) = \sin^2 2[\beta + \psi_d(E)]\sin^2\frac{\Delta\Phi}{2}, \qquad (1)$$

где β – угол между плоскостью поляризации падающего света и осью геликоида при $E = 0$ (в этой работе $\beta = 0$), $\psi_d(E)$ – угол отклонения главной оптической оси геликоидальной структуры, $\Delta\Phi$ – фазовый сдвиг света, задаваемый формулой (2):

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi\Delta n_{\text{eff}}(E,\lambda)d}{\lambda}, \qquad (2)$$

где d – толщина слоя жидкого кристалла, λ – длина волны света, Δn_{eff} – эффективное двулучепреломление геликоидальной структуры.

Для сегнетоэлектрических и ферриэлектрических смектиков С* в режиме деформированного геликоида ψ_d и Δn_{eff} являются функциями электрического поля, причем Δn_{eff} является суммой эффективного двулучепреломления невозмущенной геликоидальной структуры Δn_{eff}^0 и электроуправляемым эффективным двулучепреломлением Δn_{eff}^E [15–17]:

$$\Delta n_{\text{eff}}(E,\lambda) = \Delta n_{\text{eff}}^0(\lambda) + \Delta n_{\text{eff}}^E(E,\lambda). \qquad (3)$$

От величины Δn_{eff}^0 зависит начальный фазовый сдвиг света, прошедшего через ЖК-ячейку. Согласно формуле (4):

$$\Delta n_{\text{eff}}^0(\lambda) = \Delta n_{\text{mol}}(\lambda)\left(1 - \frac{3}{2}\sin^2\theta\right), \qquad (4)$$

Δn_{eff}^0 зависит только от характеристик, определяемых молекулярным строением жидкого кристалла. Электроуправляемое двулучепреломление Δn_{eff}^E описывается формулой (5) [15–17]:

$$\Delta n_{\text{eff}}^E(E,\lambda) = \Delta n_{\text{mol}}(\lambda)\frac{2+\tan^2\theta}{8} \times \frac{\sin^2 2\theta}{1-\frac{3}{2}\sin^2\theta} \times \left(\frac{\varepsilon_0\chi_G}{P_s}\right)^2 E^2, \qquad (5)$$

где Δn_{mol} – двулучепреломление пространственно-однородной структуры жидкого кристалла при $E \gg E_c$, θ – угол наклона молекул в смектических слоях, ε_0 – электрическая постоянная, χ_G – диэлектрическая восприимчивость голдстоуновской моды, P_s – спонтанная поляризация. Электроуправляемое двулучепреломление Δn_{eff}^E изменяется квадратично по электрическому полю, что соответствует ориентационному эффекту Керра [4, 5].

Важно отметить, что изначально в работе [15] было описано поведение эффективного двулучепреломления геликоидальной структуры через функцию Бесселя. В работе [16] она была разложена в ряд и заменена на материальные параметры смектика С* (сомножители $\varepsilon_0\chi_G/P_s$ и E).

Далее в работах [17, 18] был переопределен диэлектрический тензор для геликоидальной структуры смектика С* и добавлен сомножитель $(2+\tan^2\theta)/8$ в формуле (5).

Угол отклонения главной оптической оси геликоидальной структуры зависит от электрического поля линейно [16] и рассчитывается по формуле (6):

$$\psi_{\mathrm{d}}(E) = \frac{1}{2}\operatorname{atan}\left(\frac{\sin 2\theta}{1-\frac{3}{2}\sin^2\theta}\left(\frac{\varepsilon_0\chi_{\mathrm{G}}}{P_{\mathrm{s}}}\right)E\right), \qquad (6)$$

В полях $E \gg E_{\mathrm{c}}$ $\psi_{\mathrm{d}} = \theta$. Эффективное двулучепреломление геликоидальной структуры рассчитывается по формуле (7), полученной после подстановки уравнений (4) и (5) в (3):

$$\Delta n_{\mathrm{eff}}(E,\lambda) = \Delta n_{\mathrm{mol}}(\lambda) \times$$

$$\times\left[1-\frac{3}{2}\sin^2\theta+\frac{2+\tan^2\theta}{8}\,\frac{\sin^2 2\theta}{1-\frac{3}{2}\sin^2\theta}\left(\frac{\varepsilon_0\chi_{\mathrm{G}}}{P_{\mathrm{s}}}\right)^2 E^2\right] \qquad (7)$$

Эффективное двулучепреломление невозмущенной геликоидальной структуры $\Delta n^0_{\mathrm{eff}}$ сказывается на начальном фазовом сдвиге $\Delta\Phi_0 = 2\pi\Delta n^0_{\mathrm{eff}}(\lambda)d/\lambda$. Для модельного жидкого кристалла с $\theta = 35°$, $\Delta n_{\mathrm{mol}} = 0{,}22$ при $\lambda = 632$ нм кратное 2π значение $\Delta\Phi_0$ будет достигаться каждые 5,67 мкм. Это приведет к тому, что, если на кристалл будет падать линейно-поляризованный свет, только при этих значениях толщины слоя ЖК он сохранит свое состояние. Фазовый сдвиг будет меняться на $\pi/2$ через каждые 1,42 мкм. Таким образом с повышением толщины слоя будет происходить периодическое изменение линейно поляризованный свет – эллиптически поляризованный свет – циркулярно поляризованный свет.

Учитывая точность, с которой возможно обеспечить однородную толщину слоя ЖК в ячейке по всей площади, а также возможные отклонения от номинала используемых спейсеров, наиболее вероятно, что свет станет эллиптически-поляризованным после прохождения слоя невозмущенного электрическим полем геликоида, а электроуправляемый фазовый сдвиг $\Delta\Phi_E = 2\pi\Delta n^E_{\mathrm{eff}}(\lambda)d/\lambda$ приведет к модуляции света от одного промежуточного уровня светопропускания до другого (формула (1)). Эту сильную зависимость от толщины необходимо учитывать при изготовлении электрооптических ячеек с планарно-ориентированным [5] ЖК. Для гомеотропно-ориентированных СЖК и ФЖК указанные выше соображения перестают быть существенными [4, 9].

Ограничения DHF-эффекта в феноменологической теории

DHF-эффект ограничивается критическим электрическим полем E_{c}, при котором происходит разрушение геликоидальной структуры. Соответственно, для оценки максимально возможных величин $\Delta n^E_{\mathrm{eff}}$ и ψ_{d} в уравнениях (4) и (5) электрическое поле E можно заменить на E_{c}. Диэлектрическая восприимчивость голдстоуновской моды χ_{G} (формула (8)) [19] и E_{c} (формула (9)) [1, 20] определены через модуль упругости *геликоидальной* структуры K в одноконстантном приближении и волновой вектор $q_0 = 2\pi/p_0$, где p_0 – шаг геликоида.

$$\chi_{\mathrm{G}} = \frac{P_{\mathrm{s}}^2}{2\varepsilon_0 K\sin^2\theta q_0^2}, \qquad (8)$$

$$E_{\mathrm{c}} = \frac{\pi^2}{16}\frac{K\sin^2\theta q_0^2}{P_{\mathrm{s}}}. \qquad (9)$$

В уравнениях (5) и (6), заменив E на E_{c} (формула (9)), а также подставив вместо χ_{G} формулу (8), можно заметить, что максимально возможные величины $\psi_{\mathrm{d}}(E)$ и $\Delta n^E_{\mathrm{eff}}(E,\lambda)$ в режиме DHF ограничиваются следующим выражением:

$$\left(\frac{\varepsilon_0\chi_{\mathrm{G}}}{P_{\mathrm{s}}}\right)E_{\mathrm{c}} = \frac{\pi^2}{32}. \qquad (10)$$

Получается, что соотношения материальных параметров χ_{G}, P_{s} и E_{c} для любого смектика С* не могут превышать $\pi^2/32$. Отдельно стоит отметить, что выражение для E_{c} получено для статических электрических полей [20], поэтому $\pi^2/32$ справедливо только в этом случае. На рисунке 1 показан результат расчета величин $\Delta n^0_{\mathrm{eff}}$, $\Delta n^E_{\mathrm{eff}}$, Δn_{eff} по формулам (4), (5), (3) соответственно, при $\Delta n_{\mathrm{mol}} = 0{,}22$. При расчетах использовано соотношение (10).

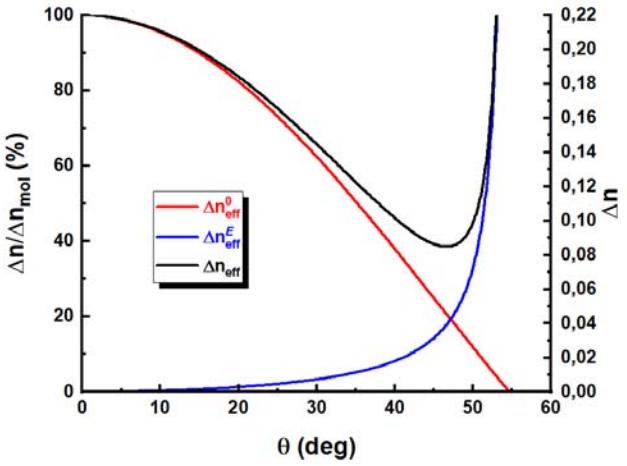


Рис. 1. Зависимости эффективного двулучепреломления геликоидальной структуры Δn_{eff}, эффективного двулучепреломления невозмущенной геликоидальной структуры Δn_{eff}^0 и электроуправляемого эффективного двулучепреломления Δn_{eff}^E, нормированных на двулучепреломление пространственно-однородной структуры жидкого кристалла Δn_{mol}, от угла наклона молекул θ в смектических слоях

Fig. 1. The dependences of the effective birefringence of helical structure Δn_{eff}, the effective birefringence of undisturbed helical structure Δn_{eff}^0 and the effective electrically controlled birefringence Δn_{eff}^E, on molecular tilt angle θ in smectic layers. All parameters are normalized to the birefringence of the spatially-homogeneous structure of the liquid crystal Δn_{mol}

В работе [18] отмечено, что если $\theta = 54{,}7°$, то $\Delta n_{\text{eff}}^0(\lambda) = 0$. В отсутствие электрического поля такие смектики C* будут оптически изотропны, что повысит контрастное отношение электрооптических устройств на основе DHF-эффекта. На данный момент наибольшие углы наклона молекул в смектических слоях наблюдаются в антисегнетоэлектрических фазах и достигают значений 44° [21]. Значения θ в СЖК могут достигать 40° [12], но типично составляют 30–35 градусов [13, 14].

Приведенные соотношения, основанные на феноменологической теории [18], должны строго выполняться в случае, если $\psi_{\text{d}} \le \theta/3$. Расчет показывает (рис. 2, *a*), что $\psi_{\text{d}}(\theta)$ превышает значения $\theta/3$ для кристаллов, у которых $\theta > 18{,}5°$. Можно ввести ограничивающий коэффициент $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$ в уравнениях (5) и (6), записанных с учетом (10). Тогда они примут следующий вид:

$$\Delta n_{\text{eff}}^E(E,\lambda) = \\ = \Delta n_{\text{mol}}(\lambda)\frac{2+\tan^2\theta}{8}\frac{\sin^2 2\theta}{1-\frac{3}{2}\sin^2\theta}\left(\alpha_{\text{opt}}(\theta)\frac{\pi^2}{32}\right)^2, \qquad (11)$$

$$\psi_{\text{d}}(E) = \frac{1}{2}\operatorname{atan}\left(\frac{\sin 2\theta}{1-\frac{3}{2}\sin^2\theta}\alpha_{\text{opt}}(\theta)\frac{\pi^2}{32}\right). \qquad (12)$$

Приравняв в формуле (12) $\psi_{\text{d}} = \theta/3$, параметр $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$ можно рассчитать следующим образом:

$$\alpha_{\text{opt}}(\theta) = \frac{32}{\pi^2}\frac{1-\frac{3}{2}\sin^2\theta}{\sin 2\theta}\tan\left(\frac{2\theta}{3}\right). \qquad (13)$$

Зависимость $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$ показана на рис. 2, *b*. В случае углов $\theta \le 18{,}5°$ ограничение не вносит корректировки в рассчитанные максимальные значения используемых величин ψ_{d} и Δn_{eff}^E, а для $\theta > 18{,}5°$ значения Δn_{eff}^E и ψ_{d} будут скорректированы (рис. 2, *a*). Таким образом, в DHF-эффекте можно ввести понятие максимального электрического поля $E_{\text{DHF}} = \alpha_{\text{opt}}(\theta)E_{\text{c}}$.

Отчетливо видно, что ограничительный параметр $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$ при $\theta > 30°$ существенно снижает как максимально достижимое в DHF-эффекте отклонение главной оптической оси геликоидальной структуры ψ_{d}, так и величину электроуправляемого двулучепреломления Δn_{eff}^E. Причем последняя становится функцией с максимумом в районе 40°–42°.

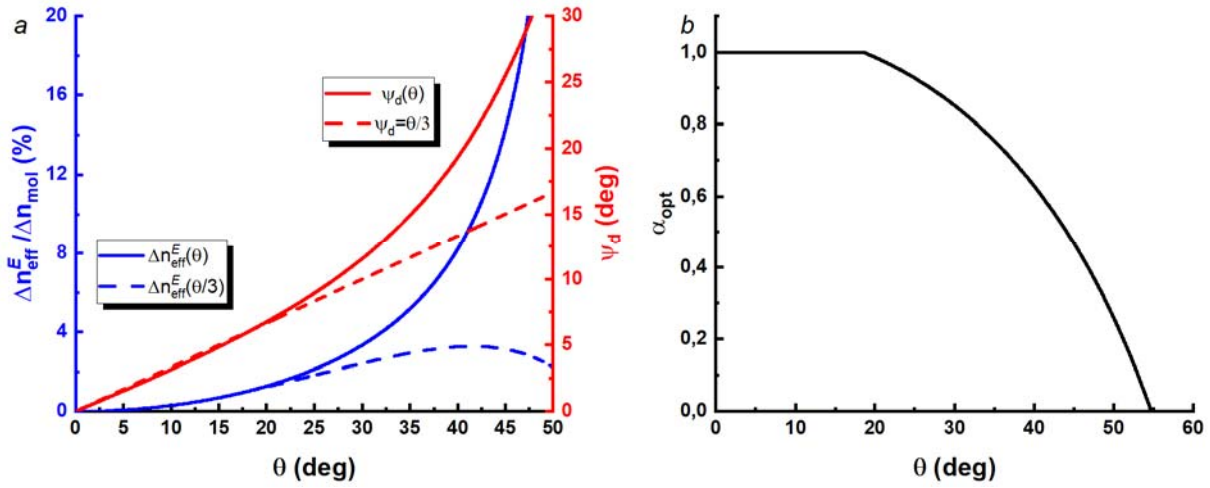


Рис. 2. Характеристики смектических C* жидких кристаллов в зависимости от угла наклона молекул в смектических слоях θ: *a* – электроуправляемое эффективное двулучепреломление Δn^E_{eff}, нормированное на двулучепреломление пространственно-однородной структуры жидкого кристалла Δn_{mol} и угол отклонения главной оптической оси ψ_{d}, с учетом ограничивающего коэффициента $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$; *b* – коэффициент $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$, ограничивающий электрические поля в DHF-эффекте

Fig. 2. Characteristics of smectic C* liquid crystals as functions of molecular tilt angle θ in smectic layers: *a* – electrically controlled effective birefringence Δn^E_{eff}, normalized to the birefringence of spatially uniform liquid crystal structure Δn_{mol}, and the deviation angle of the main optical axis ψ_{d}, taking into account the limiting coefficient $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$; *b* – coefficient $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$, which limits electric fields in DHF-mode

*Влияние электрических полей в геликоидальных смектиках C**

Урбанс и др. в работе [19] рассматривали отклонение наблюдаемой в эксперименте диэлектрической восприимчивости χ от величины диэлектрической восприимчивости голдстоуновской моды, которая теоретические определена для малых электрических полей: $\chi_{\text{G}} = \lim\limits_{E\to 0} dP/dE - \chi_\infty$, где P – текущая поляризация, χ_∞ – высокочастотная часть диэлектрической восприимчивости. Они показали, что с ростом электрического поля χ увеличивается относительно значений χ_{G} из-за роста шага геликоида $p(E)$ относительно шага невозмущенного геликоида p_0 [1]. Измеренная в эксперименте диэлектрической восприимчивость χ имеет с χ_{G} следующую связь $\chi_{\text{G}} = \alpha_{\text{diel}}\chi$, где α_{diel} – параметр, показывающий отклонение измеряемой диэлектрической восприимчивости от диэлектрической восприимчивости голдстоуновской моды. Нормируя величину электрического поля на критическое электрическое поле $\epsilon_{\text{diel}} = E/E_{\text{c}}$, можно записать параметр $\alpha_{\text{diel}}(\epsilon)$ [19]:

$$\alpha_{\text{diel}}(\epsilon) = \frac{1}{1+\frac{5}{8}\left(\frac{\pi}{4}\right)^4 \epsilon^2}. \qquad (14)$$

Важно отметить, что физический смысл $\alpha_{\text{diel}}(\epsilon)$ – это отклонение измеряемой в эксперименте диэлектрической восприимчивости χ от χ_{G}, которое возникает из-за изменения шага геликоидальной структуры под действием электрического поля. Коэффициент $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$, введенный для ограничения $\psi_{\text{d}} \le \theta/3$, имеет смысл отношения максимально достижимого электрического поля в DHF-эффекте E_{DHF} к критическому полю разрушения геликоидальной структуры, т.е. $\alpha_{\text{opt}}(\theta) = \epsilon_{\text{max}}(\theta) = E_{\text{DHF}}/E_{\text{c}}$.

По существующим теоретическим представлениям критическое электрическое поле E_{c} определяется на основе разницы в энергиях между геликоидальной структурой хирального смектика C* и пространственно-однородным состоянием [20] (в котором $P = P_{\text{s}}$, $\chi = \chi_\infty$, $\psi_{\text{d}} = \theta$, $\Delta n = \Delta n_{\text{mol}}$). В эксперименте скорее наблюдается не одно E_{c}, а диапазон критических полей (рис. 3, *a*), который начинается с максимально возможного электрического поля в DHF-эффекте E_{DHF} и длится до начала ESH-эффекта (*Electrically suppressed helix, ESH*) [22] при поле $E_{\text{c}}^{\text{end}}$. Критерием пространственно-однородной структуры служит переключение по смектическому конусу, которое характеризуется обратно пропорциональной зависимостью между временем и электрическим полем (рис. 3, *b*).

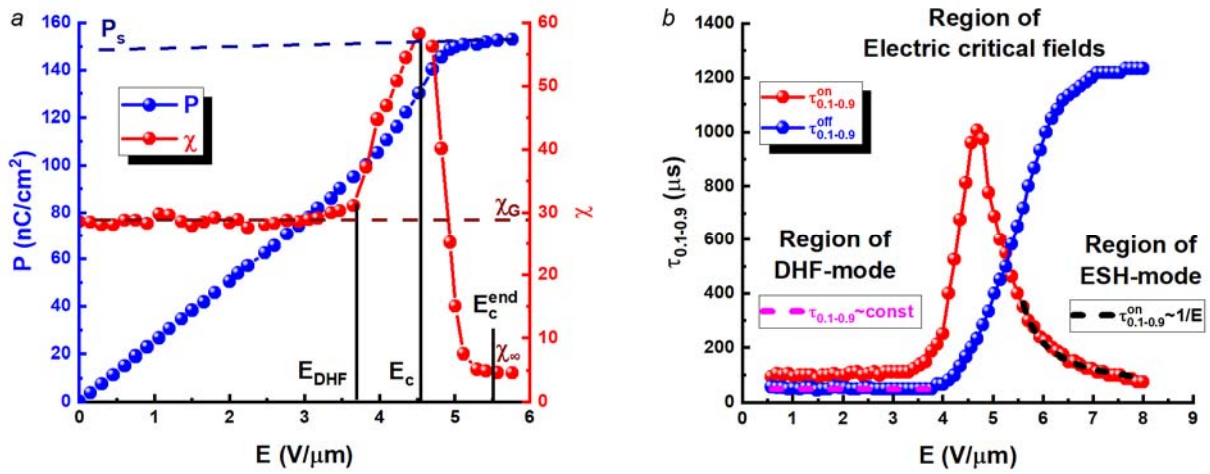


Рис. 3. Полевые зависимости для FLC 587-F7: *a* – поляризации *P* и диэлектрической восприимчивости χ. Указано максимально возможное электрическое поле в DHF-эффекте E_{DHF}, критическое электрическое поле E_{c} и критическое поле, соответствующее окончательному переходу в пространственно-однородное состояние $E_{\mathrm{c}}^{\mathrm{end}}$; *b* – время включения $\tau_{0.1-0.9}^{\mathrm{on}}$ и время выключения $\tau_{0.1-0.9}^{\mathrm{off}}$ с указанием диапазонов электрических полей, в которых наблюдаются DHF- и ESH-эффект. Адаптировано из работы [23]

Fig. 3. Field dependencies for FLC 587-F7: *a* – polarization *P* and dielectric susceptibility χ. The maximum possible electric field in the DHF-mode E_{DHF}, the critical electric field E_{c}, and the critical field corresponding to the final transition to a spatially uniform state $E_{\mathrm{c}}^{\mathrm{end}}$ are indicated; *b* – turn-on and turn-off times ($\tau_{0.1-0.9}^{\mathrm{on}}$ and $\tau_{0.1-0.9}^{\mathrm{off}}$) with the ranges of electric fields indicated, in which DHF and ESH effects are observed. Adapted from [23]

На рисунке 3, *b* показаны время включения $\tau_{0.1-0.9}^{\mathrm{on}}$ и время выключения $\tau_{0.1-0.9}^{\mathrm{off}}$ для FLC 587-F7 [23]. Отчетливо видно постоянство времени отклика в электрических полях до ~3,7 В/мкм, соответствующих $\alpha_{\mathrm{opt}}(\theta)$. В диапазоне полей 3,7 В/мкм < *E* < 5,5 В/мкм происходит разрушение геликоидальной структуры и переход от DHF-эффекта к ESH-эффекту. Этот диапазон критических полей характеризуется светорассеянием и повышением времен отклика [24].

Результаты и их обсуждение

В работе [24] сравнивалось максимально достижимое электроуправляемое двулучепреломление в DHF-эффекте у двух сегнетоэлектрических жидких кристаллов FLC-576, FLC-587-F7 и двух ферриэлектрических жидких кристаллов FerriLCM-1 и FerriLCM-2. На основании экспериментальных данных, приведенных в работе [24], мы сравнили эти материалы с точки зрения применения для фазовой модуляции на $\Delta\Phi_{\boldsymbol{E}} = \boldsymbol{\pi}/2$, $\Delta\Phi_{\boldsymbol{E}} = \boldsymbol{\pi}$ и $\Delta\Phi_{\boldsymbol{E}} = \boldsymbol{2\pi}$. Результаты расчета управляющих напряжений для достижения указанных фазовых сдвигов показаны на рис. 4. Точки соответствуют температурам, при которых проводились эксперименты в работе [24]. Под $\boldsymbol{U_{\mathrm{DHF}}}$ понимается максимально возможное напряжение в DHF-эффекте. Также указан начальный фазовый сдвиг $\Delta\Phi_{\boldsymbol{0}}$ для толщин слоя *d* = 60 мкм, λ = 532 нм, частота электрического поля 2 Гц.

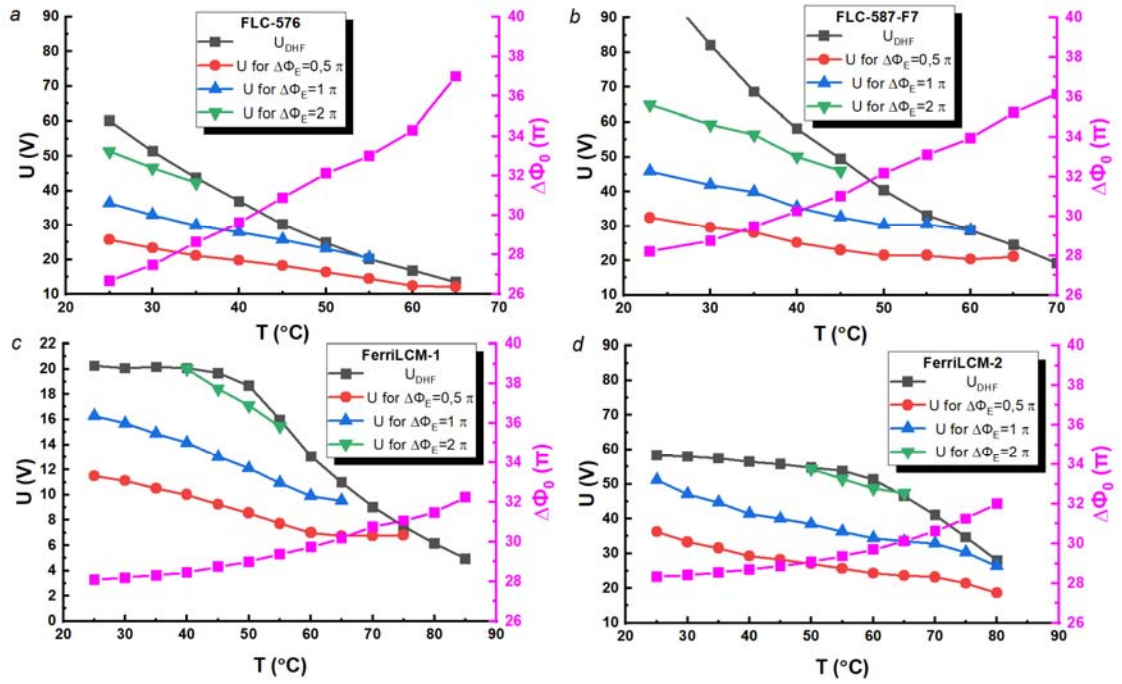


Рис. 4. Температурные зависимости управляющих напряжений, необходимых для достижения электроуправляемого фазового сдвига $\Delta\Phi_E = \pi/2$, $\Delta\Phi_E = \pi$, $\Delta\Phi_E = 2\pi$ и начальный фазовый сдвиг $\Delta\Phi_0$ для толщины слоя $d = 60$ мкм, $\lambda = 532$ нм; *a* – для FLC-576; *b* – для FLC-587-F7; *c* – для FerriLCM-1; *d* – для FerriLCM-2. Расчеты выполнены по результатам измерений, опубликованных в работе [24]

Fig. 4. Temperature dependencies of control voltages required to achieve an electrically controlled phase shift $\Delta\Phi_E = \pi/2$, $\Delta\Phi_E = \pi$, $\Delta\Phi_E = 2\pi$ and the initial phase shift $\Delta\Phi_0$ for the layer thickness of $d = 60$ μm, $\lambda = 532$ nm: *a* – for FLC-576; *b* – for FLC-587-F7; *c* – for FerriLCM-1; *d* – for FerriLCM-2. The calculations are based on the results published in [24]

В FerriLCM-1 и FerriLCM-2 электроуправляемый фазовый сдвиг $\boldsymbol{\Delta\Phi_E = 2\pi}$ достигается в диапазоне температур 40–55 °C и 50–65 °C, соответственно. Это связано с тем, что в ФЖК $\boldsymbol{\Delta n_{eff}^{E}(T)}$ является функцией с максимумом [24] и $\boldsymbol{\Delta\Phi_E = 2\pi}$ достигается вблизи максимума этой функции. Диапазон температур, в которых достигается фазовый сдвиг $\boldsymbol{\Delta\Phi_E = \pi}$ и $\boldsymbol{\Delta\Phi_E = \pi/2}$, гораздо шире для всех исследуемых ЖК. Рост температуры сопровождается снижением времени отклика [24], а значит, можно повысить быстродействие, сохранив требуемую величину фазового сдвига, уменьшив управляющие напряжения почти в 2 раза, по сравнению с $T = 25$ °C (рис. 4).

С ростом температуры уменьшаются угол наклона молекул в смектических слоях $\boldsymbol{\theta}$ и двулучепреломление $\boldsymbol{\Delta n_{mol}}$. Согласно формуле (4), $\boldsymbol{\Delta n_{eff}^{0}}$ возрастает, как и $\boldsymbol{\Delta\Phi_0}$ (рис. 4). Это необходимо учитывать при определении необходимой толщины слоя ЖК в электрооптической ячейке. Начальный фазовый сдвиг, кратный $\boldsymbol{2\pi}$ (крайне важно для фазовых матриц), достигается только при определенных температурах. Однако, если модулятор на основе DHF-эффекта разрабатывается для применения в качестве электроуправляемой фазовой пластинки для получения требуемого состояния поляризации, $\boldsymbol{\Delta\Phi_0}$, не кратный $\boldsymbol{2\pi}$, может уменьшить величину управляющих напряжений. В любом случае необходимы калибровочные зависимости $\boldsymbol{\theta(T)}$, $\boldsymbol{P_s(T)}$, $\boldsymbol{\chi_G(T)}$ и $\boldsymbol{\Delta n_{mol}(T)}$ для точной подстройки модулятора.

Для наиболее низковольтного FerriLCM-1 рассчитаны значения $\boldsymbol{\psi_d(T)}$ (формула (6)) для электрических полей, при которых происходит модуляция фазы на $\boldsymbol{\pi}$. Это позволило рассчитать уровень светопропускания (уравнение 1) для параллельных поляризатора и анализатора: $\boldsymbol{T_{cell}^{\parallel} = 1 - T_{cell}^{\perp}}$ (рис. 5). Такой случай является наиболее часто применяемым на практике, так как обеспечивает большее светопропускание, чем $\boldsymbol{T_{cell}^{\perp}}$.

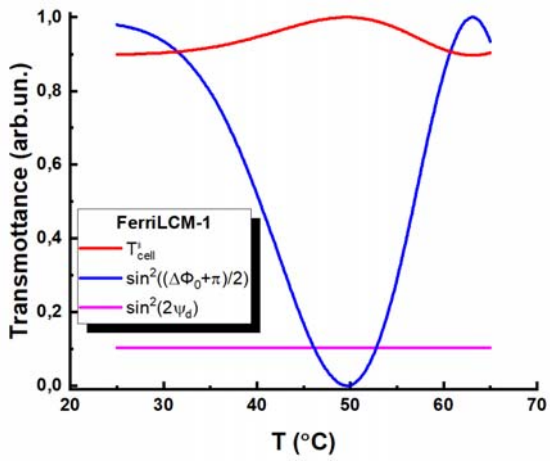


Рис. 5. Температурные зависимости светопропускания $T_{\text{cell}}^{\parallel}$ в случае параллельного поляризатора и анализатора, а также вклады сомножителя $\sin^2(2\psi_d)$ и фазового сомножителя $\sin^2([\Delta\Phi_0+\pi]/2)$ при достижении электроуправляемой модуляции фазы на π для FerriLCM-1, $d = 60$ мкм, $\lambda = 532$ нм

Fig. 5. Temperature dependencies of the light transmission $T_{\text{cell}}^{\parallel}$ in the case of parallel polarizer and analyser, the contributions of the factor $\sin^2(2\psi_d)$ and the phase factor $\sin^2([\Delta\Phi_0+\pi]/2)$ upon achieving electrically controlled phase modulation by π for FerriLCM-1, $d = 60$ μm, $\lambda = 532$ nm

Угол отклонения главной оптической оси ψ_d при модуляции на π практически меняется с ростом T. Минимумы светопропускания соответствуют начальному фазовому сдвигу $\Delta\Phi_0$, кратному 2π, при температурах 25 °C и 63 °C, а максимум – $\Delta\Phi_0$, кратному π при температуре 49,6 °C.

Выводы

В работе проанализировано, как максимально достижимое электроуправляемое двулучепреломление геликоидальных структур $\Delta n_{\text{eff}}^{E}$ зависит от угла наклона молекул в смектических слоях θ. С учетом ограничения $\psi_d \le \theta/3$ на применимость теории [15–17], получен коэффициент $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$, ограничивающий максимально возможные электрические поля в DHF-эффекте. Показано, что с учетом коэффициента $\alpha_{\text{opt}}(\theta)$ существуют оптимальные углы θ (рис. 2, *а*), обеспечивающие наибольшую величину $\Delta n_{\text{eff}}^{E}$. Проведен расчет величин управляющих напряжений в режиме DHF для двух сегнетоэлектрических жидких кристаллов FLC-576 и FLC-587-F7 и для двух ферриэлектрических жидких кристаллов FerriLCM-1 и FerriLCM-2, необходимых для достижения электроуправляемого фазового сдвига в $\pi/2$, π и 2π. Показано, что при нагреве возможно не только повысить быстродействие [24], но и понизить управляющие напряжения почти в 2 раза, сохраняя требуемый фазовый сдвиг.

Список источников / References

1. Beresnev L.A., Chigrinov V.G., Dergachev D.I., Poshidaev E.P., Fünfschilling J., Schadt M. Deformed helix ferroelectric liquid crystal display: A new electrooptic mode in ferroelectric chiral smectic C liquid crystals. *Liq. Cryst.*, 1989, **5** (4), 1171–1177. **DOI:**10.1080/02678298908026421.
2. Pozhidaev E.P., Vashchenko V.V., Mikhailenko V.V., Krivoshey A.I., Barbashov V.A., Shi L., Srivastava A.K., Chigrinov V.G., Kwok H.S. Ultrashort helix pitch antiferroelectric liquid crystals based on chiral esters of terphenyldicarboxylic acid. *J. Mater. Chem. C*, 2016, **4** (43), 10339–10346. **DOI:**10.1039/C6TC04087J.
3. Pozhidaev E.P., Minchenko M.V., Kuznetsov A.V., Tkachenko T.P., Barbashov V.A. Broad temperature range ferrielectric liquid crystal as a highly sensitive quadratic electro-optical material. *Opt. Lett.*, 2022, **47** (7), 1598-1601. **DOI:** 10.1364/OL.450919.
4. Pozhidaev E.P., Kiselev A.D., Srivastava A.K., Chigrinov V.G., Kwok H.-S., Minchenko M.V. Orientational Kerr effect and phase modulation of light in deformed-helix ferroelectric liquid crystals with subwavelength pitch. *Phys. Rev. E*, 2013, **87** (5), 052502. **DOI:** 10.1103/PhysRevE.87.052502.
5. Kotova S.P., Samagin S.A., Pozhidaev E.P., Kiselev A.D. Light modulation in planar aligned short-pitch deformed-helix ferroelectric liquid crystals. *Phys. Rev. E*, 2015, **92** (6), 062502. **DOI:** 10.1103/PhysRevE.92.062502.
6. Pozhidaev E., Chigrinov V., Murauski A., Molkin V., Tao Du, Kwok H.S. V-shaped electro-optical mode based on deformed-helix ferroelectric liquid crystal with subwavelength pitch. *J. Soc. Inf. Disp.*, 2012, **20** (5), 273–278. **DOI:**10.1889/JSID20.5.273.
7. Kotova S.P., Pozhidaev E.P., Samagin S.A., Kesaev V.V., Barbashov V.A., Torgova S.I. Ferroelectric liquid crystal with sub-wavelength helix pitch as an electro-optical medium for high-speed phase spatial light modulators. *Opt. Laser Technol.*, 2021, **135**, 106711. **DOI:** 10.1016/j.optlastec.2020.106711.
8. McMurdy J.W., Crawford G.P., Jay G.D. Ferroelectric liquid crystal based tunable microspectrometer. *Mol.*

Cryst. Liq. Cryst., 2007, **476** (1), 61/[307]–76/[322]. **DOI:** 10.1080/15421400701681034.
9. Srivastava A.K., Pozhidaev E.P., Chigrinov V.G., Kwok H.S. Vertically aligned ferroelectric liquid crystals with high Kerr constant for field sequential color displays. *J. Mol. Liq.*, 2019, **295**, 111054. **DOI:** 10.1016/j.molliq.2019.111054.
10. Pozhidaev E.P., Budynina E.M., Kuznetsov A.V., Torgova S.I., Tkachenko T.P., Barbashov V.A. Short helix pitch ferroelectric liquid crystals induced in nematic matrix by chiral non-mesogenic dopants. *J. Mol. Liq.*, 2023, **391**, 123351. **DOI:** 10.1016/j.molliq.2023.123351.
11. Czerwiński M., Filipow M., Łuczak K., Węgłowska D. Ferroelectric smectic liquid crystalline materials with different degree of chirality. *Materials*, 2025, **18** (10), 2343. **DOI:** 10.3390/ma18102343.
12. Vashchenko V., Swaminathan V., Vashchenko O., Mathew C., Srivastava A.K. Optimization of deformed helix ferroelectric liquid crystal materials for spatial light modulators. *Proc. SPIE*, 2025, **13587**, 135870A. **DOI:** 10.1117/12.3064513.
13. Shimomura Y., Iida Y., Tsurumaki E., Konishi G. Innovative molecular design of bridged biphenyls for calamitic nematic liquid crystals with extensive π-conjugated mesogens. *Mater. Chem. Front.*, 2025, **9** (7), 1127–1138. **DOI:** 10.1039/D4QM01116C.
14. Kiselev A.D., Pozhidaev E.P., Chigrinov V.G., Kwok H.S. Polarization-gratings approach to deformed-helix ferroelectric liquid crystals with subwavelength pitch. *Phys. Rev. E*, 2011, **83** (3), 031703. **DOI:** 10.1103/PhysRevE.83.031703.
15. Abdulhalim I., Moddel G. Electrically and optically controlled light modulation and color switching using helix distortion of ferroelectric liquid crystals. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1991, **200** (1), 79–101. **DOI:** 10.1080/00268949108044233.
16. Pozhidaev E., Torgova S., Minchenko M., Augusto Refosco Yednak C., Strigazzi A., Miraldi E. Phase modulation and ellipticity of the light transmitted through a smectic C* layer with short helix pitch. *Liq. Cryst.*, 2010, **37** (8), 1067–1081. **DOI:** 10.1080/02678292.2010.486482.
17. Brodzeli Z., Silvestri L., Michie A., Guo Q., Pozhidaev E.P., Chigrinov V., Ladouceur F. Reflective mode of deformed-helix ferroelectric liquid crystal cells for sensing applications. *Liq. Cryst.*, 2013, **40** (10), 1427–1435. **DOI:** 10.1080/02678292.2013.807942.
18. Abdulhalim I. Highly promising electrooptic material: Distorted helix ferroelectric liquid crystal with a specific tilt angle. *Appl. Phys. Lett.*, 2012, **101** (14), 141903. **DOI:** 10.1063/1.4756917.
19. Urbanc B., Zeks B., Carlsson T. Nonlinear effects in the dielectric response of ferroelectric liquid crystals. *Ferroelectrics*, 1991, **113** (1), 219–230. **DOI:** 10.1080/00150199108014065.
20. Martinot-lagarde Ph. Unwinding of the helical texture of a Smectic C* liquid crystal, through ferroelectric and dielectric anisotropic coupling with an applied field, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1981, **66** (1), 61-66. **DOI:** 10.1080/00268948108072658.
21. Urbańska M., Zając M., Czerwiński M., Morawiak P., Bubnov A., Deptuch A. Synthesis and properties of highly tilted antiferroelectric liquid crystalline (R) enantiomers. *Materials*, 2024, **17** (20), 4967. **DOI:** 10.3390/ma17204967.
22. Srivastava A.K., Chigrinov V.G., Kwok H.S. Electrically suppressed helix ferroelectric liquid crystals for modern displays. *J. Soc. Inf. Disp.*, 2015, **23** (4), 176–181. **DOI:** 10.1002/jsid.350.
23. Mikhailenko V., Krivoshey A., Pozhidaev E., Popova E., Fedoryako A., Gamzaeva S., Barbashov V., Srivastava A.K., Kwok H.S., Vashchenko V. The nanoscale pitch ferroelectric liquid crystal materials for modern display and photonic application employing highly effective chiral components: Trifluoro-methylalkyl diesters of p-terphenyldicarboxylic acid. *J. Mol. Liq.*, 2019, **281**, 186–195. **DOI:** 10.1016/j.molliq.2019.02.047.
24. Barbashov V.A., Tkachenko T.P., Pozhidaev E.P. Temperature dependencies of electrically controlled birefringence in the deformed helix ferroelectric mode of ferroelectric and ferrielectric liquid crystals. *Opt. Mater.*, 2025, **168**, 117408. **DOI:** 10.1016/j.optmat.2025.117408.

***Вклад авторов**:*

Ткаченко Т.П. – концептуализация; проведение исследований; формальный анализ; обработка данных; визуализация; написание первоначального варианта статьи.

Пожидаев Е.П. – концептуализация; ресурсы; руководство; администрирование проекта; рецензирование и редактирование текста статьи.

Contribution of the authors:

Tkachenko T.P. – conceptualization; investigation; formal analysis; data curation; visualization; writing – original draft.

Pozhidaev E.P. – conceptualization; resources; supervision; project administration; writing – review and editing.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

The authors declare no conflicts of interests.

ORCIDs:

Ткаченко Т.П. – 0000-0003-3424-0013
Пожидаев Е.П. – 0000-0002-9465-5344

ORCIDs:

Tkachenko T.P. – 0000-0003-3424-0013
Pozhidaev E.P. – 0000-0002-9465-5344