

# Метод определения флексоэлектрических коэффициентов нематического жидкого кристалла<sup>1</sup>

Делев В.А., Скалдин О.А., Тимиров Ю.И.

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа

Предложен метод определения флексоэлектрических коэффициентов нематического жидкого кристалла. Для этого вначале необходимо пронаблюдать флексоэлектрические домены с помощью поляризационно-оптического микроскопа (электрооптический метод). Затем получить их оцифрованные изображения и определить оптический контраст  $K$  полученных изображений. Линейный фиттинг зависимости контраста  $K$  от приложенного напряжения  $U$  вблизи порога позволяет достаточно точно определить критическое напряжение  $U_c$  образования пространственно-периодической структуры. Пространственный период наблюдаемых структур определялся при помощи двумерного Фурье-преобразования оцифрованных изображений. Используя материальные параметры нематического жидкого кристалла в линейном анализе устойчивости основного состояния, а в качестве параметра фиттинга разность флексоэлектрических коэффициентов ( $e_1 - e_3$ ), вычисляются пороговые характеристики (критическое напряжение и характерный пространственный период) флексоэлектрических доменов близкие к экспериментальным. Выбранная таким образом разность флексоэлектрических коэффициентов принимается за искомый результат.

**Ключевые слова:** жидкие кристаллы, флексоэлектрический эффект, флексоэлектрическая неустойчивость, флексоэлектрические домены, флексоэлектрические коэффициенты

## 1. Введение

Жидкие кристаллы (ЖК) представляют собой анизотропные жидкости и по своим физическим свойствам занимают промежуточное положение между изотропными жидкостями и кристаллическими твердыми телами [1, 2]. Одним из отличительных свойств ЖК является их способность изменять ориентационную структуру при очень слабых внешних воздействиях. Благодаря анизотропии физических свойств в ЖК наблюдается широкий спектр структурных превращений под действием внешних электрических и магнитных полей, гидродинамических потоков, градиента температуры [2, 3].

Механизмы образования надмолекулярного порядка наиболее активно изучаются в нематических

жидких кристаллах (НЖК) под действием электрического поля. Уникальной особенностью данной системы является возможность реализации большого числа как равновесных (пространственно-периодический переход Фредерикса, флексоэлектрические домены), так и диссипативных (электроконвективные роллы в проводящем и диэлектрическом режимах, решетки дефектов, фазовые волны) пространственно-периодических структур [3]. НЖК характеризуются наличием ориентационного упорядочения молекул удлиненной формы — они имеют тенденцию устанавливаться параллельно некоторой общей оси, характеризующейся единичным вектором — директором  $\mathbf{n}$ ; в то же время дальний порядок в расположении центров масс молекул отсутствует [1, 2]. В результате переориентации директора изменяются оптические свойства среды, что позволяет очень точно регистрировать пороги образования пространственно-периодических структур и получать информацию о распределении директора [4].

В этом отношении НЖК, в которых реализуется практически одновременно несколько ти-

<sup>1</sup>Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-09366-а) и стипендии Президента РФ СП-183.2016.1.

пов сосуществующих неустойчивостей, являются уникальными модельными средами для наблюдения пространственно-временных структур, построения теоретических моделей из первых принципов и сравнения результатов численного моделирования с экспериментом.

В ряде нематиков при приложении к планарному слою НЖК постоянного напряжения выше некоторого порогового значения возникает флексоэлектрическая неустойчивость, наблюдаемая в виде доменов, ориентированных вдоль исходного направления директора. Механизм неустойчивости обусловлен возникновением флексоэлектрической поляризации при неоднородном распределении директора [5]. Данный эффект заключается в появлении электрической поляризации  $\mathbf{P}$  в результате изгиба и закручивания директора  $\mathbf{n}$  в пространстве.

Флексоэлектрическая поляризация характеризуется двумя флексокоэффициентами:  $e_1$  и  $e_3$  для деформаций поперечного и продольного изгиба соответственно. Образующиеся флексоэлектрические домены (флексодомены) представляют собой пример равновесной пространственно-периодической структуры, в которой отсутствует течение и распределение директора соответствует минимуму полной свободной энергии НЖК в электрическом поле [2].

Впервые такие домены были описаны в работах [6, 7], а их флексоэлектрическая природа была установлена в последующих экспериментальных [8, 9] и теоретических [10, 11] работах. Согласно теории [12], образование флексодоменов в планарном слое НЖК возможно только в определенной, ограниченной области значений материальных параметров НЖК, отвечающих за неустойчивость: разность флексокоэффициентов ( $e_1 - e_3$ ), анизотропия диэлектрической проницаемости  $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$  ( $\parallel$  означает направление вдоль директора,  $\perp$  — перпендикулярно директору), константы упругости  $k_{11}$  и  $k_{33}$  для деформаций поперечного и продольного изгиба соответственно. Этим объясняется тот факт, что флексоэлектрические домены наблюдались не во всех исследованных НЖК.

Для количественного описания наблюдаемых пространственно-периодических структур необходимо знание всех материальных параметров НЖК. Однако, даже для самого исследуемого в настоящее время НЖК 4-п-метоксибензиден-п-бутиланилин (МББА), для которого известны практически все материальные параметры, кроме флексокоэффициентов, их определение по-прежнему остается сложной экспериментальной задачей. Начиная с 1982 года и до настоящего времени было предложено несколько техник для измерения флексоэлектрических коэффициентов НЖК МБ-

БА. Однако данные, полученные различными методами по измерению этих коэффициентов, точнее их суммы ( $e_1 + e_3$ ) и/или разности ( $e_1 - e_3$ ) значительно расходятся не только по величине, но и по их знаку (см. табл. 1).

По этой причине, например, флексоэффектом обычно пренебрегают в теоретическом анализе электроконвекции в НЖК, хотя его роль в развитии этой неустойчивости, как показано в последнее время, весьма существенна [13–15]. Кроме того, сравнительно недавно флексоэффект привлек внимание многих исследователей из-за его возможного использования в технологии изготовления быстрых ЖК дисплеев [16]. Поэтому в настоящее время проблема определения флексоэлектрических коэффициентов НЖК остается актуальной не только с фундаментальной точки зрения, но также и в плане технических приложений.

Необходимо заметить, что несмотря на использование практически во всех предложенных методах (табл. 1) для измерения флексокоэффициентов НЖК МББА ЖК-ячеек с гибридной ориентацией молекул, ни одной из экспериментальных групп не удалось пронаблюдать флексодомены. Впервые они были обнаружены и описаны в работе [17]. Поэтому целью настоящей работы является экспериментальное исследование флексодоменов в ЖК-ячейке с несимметричными граничными условиями (или с гибридной ориентацией, когда на одной из подложек создается планарная ориентация директора, а на другой — гомеотропная), чтобы, используя полученные экспериментальные данные по пороговым характеристикам, предложить новый метод определения флексоэлектрических коэффициентов НЖК МББА.

## 2. Методика эксперимента

В работе использовался НЖК МББА, представляющий собой пример типичного нематика,

Таблица 1. Значения флексокоэффициентов, измеренных различными экспериментальными группами

$e_1 + e_3$ (Кл/м)	Экспериментальные группы
$-0.33 \times 10^{-11}$	Dozov et al. (1984) [18]
$-2.48 \times 10^{-11}$	Madhusudana et al. (1985) [19]
$-2.31 \times 10^{-11}$	Valenti et al. (1987) [20]
$0.99 \times 10^{-11}$	Blinov et al. (1992) [21]
$-5.40 \times 10^{-11}$	Takahashi et al. (1998) [23]
$e_1 - e_3$ (Кл/м)	Экспериментальные группы
$0.33 \times 10^{-11}$	Dozov et al. (1982) [22]
$1.40 \times 10^{-11}$	Takahashi et al. (1998) [23]

структурные превращения в котором под действием электрического поля продолжают наиболее активно исследоваться. МББА также является одним из немногих НЖК, материальные параметры которого хорошо известны, что делает возможным количественное сопоставление результатов теоретических расчетов с полученными экспериментальными данными.

НЖК помещался между двумя стеклянными подложками с проводящим покрытием, разделенными майларовыми прокладками. Для создания гибридной ориентации НЖК использовались подложки с различными поверхностными характеристиками. Одна из подложек с проводящим покрытием из  $\text{SnO}_2$  натиралась в одном направлении, что обеспечивало однородную планарную (параллельно плоскости подложки) ориентацию директора на поверхности. Гомеотропная (перпендикулярно плоскости подложки) ориентация на другой подложке с проводящим покрытием из ИТО достигалась обработкой ее поверхности этанолом. Для изучения зависимостей пороговых характеристик пространственно-периодических структур от толщины слоя НЖК использовались прокладки толщиной 13 мкм, 23 мкм и 40 мкм. Температура ЖК-ячейки стабилизировалась термостолем Instec при  $T = (25 \pm 0.1)^\circ \text{C}$ . Прикладываемое к ЖК-ячейке напряжение генерировалось цифроаналоговым преобразователем L-card-1250 сопряженным с усилителем Talbot-9200. Возникающие под действием приложенного напряжения пространственно-периодические структуры наблюдались в поляризационно-оптический микроскоп Zeiss Axio Imager, а их изображения регистрировались при помощи CCD-камеры PCO VX44 с разрешением  $512 \times 512$  точек, частотой кадров 25 Гц и 256 уровнями серого цвета. Оцифрованные изображения обрабатывались на компьютере. Для определения порогов образования пространственно-периодических структур приложенное напряжение изменялось с шагом 50 мВ и ячейка выдерживалась в течение 2–3 мин при данном напряжении, чтобы обеспечить релаксацию возможных переходных процессов. Контраст полученного изображения  $K$  вычислялся по формуле:

$$K = \left\langle \sqrt{\frac{1}{512} \sum_{i=1}^{512} \left( \frac{I_{ij}}{I_j^{av}} - 1 \right)^2} \right\rangle, \quad (1)$$

где  $I_{ij}$  — интенсивность  $i$ -го пиксела в  $j$ -ой линии;  $I_j^{av}$  — средняя величина интенсивности  $j$ -ой линии, а угловые скобки означают усреднение по различным линиям. Как правило, для определения контраста каждого изображения использовалось 100

линий. Линейный фиттинг зависимости контраста  $K$  от приложенного напряжения  $U$  вблизи порога позволяет достаточно точно определить критическое напряжение  $U_c$  образования пространственно-периодической структуры. Пространственный период структур определялся с помощью двумерного Фурье-преобразования оцифрованных изображений. Изучение гидродинамических потоков в пространственно-периодических структурах проводилось с помощью анализа движения пробных частиц диаметром (2–4) мкм, добавленных в НЖК.

### 3. НЖК с гибридной ориентацией в постоянном электрическом поле

Рассмотрим ориентационные неустойчивости, наблюдающиеся в НЖК МББА с гибридной ориентацией под действием приложенного к ЖК-ячейке постоянного напряжения. Начальная гибридная ориентация директора в отсутствие электрического поля однородна в плоскости слоя  $x-y$  и изменяется в плоскости  $x-z$  от планарной  $\mathbf{n}(z = -d/2) \parallel \hat{\mathbf{x}}$  на нижней подложке до гомеотропной  $\mathbf{n}(z = d/2) \parallel \hat{\mathbf{z}}$  на верхней, где  $d$  — толщина слоя НЖК.

#### 3.1. Флексоэлектрическая неустойчивость и ее пороговые характеристики

При увеличении приложенного постоянного напряжения выше некоторого порогового значения возникает пространственно-периодическая неустойчивость в виде доменов, ориентированных вдоль исходной планарной ориентации директора  $\mathbf{n} \parallel \hat{\mathbf{x}}$  на нижней подложке (рис. 1). Изображения регистрировались в оптической геометрии, когда поляризатор и анализатор параллельны директору на нижней подложке с планарной ориентацией.

Наблюдения за примесными частицами показали, что в пороге образования продольных доменов частицы остаются неподвижными. Продольная ориентация доменов, отсутствие гидродинамических потоков и стационарный характер деформации директора свидетельствуют о флексоэлектрической природе данной неустойчивости. Поляризационно-оптический анализ доменной структуры показал, что образование флексодоменов сопровождается выходом директора из плоскости  $x-z$  начальной гибридной ориентации на угол  $\pm\phi$  в соседних полупериодах флексоэлектрических доменов.

На рис. 2 представлены зависимости контраста  $K$ , вычисленного по формуле (1), от приложенного «положительного» и «отрицательного» напряжений, подаваемых на нижнюю подложку с планарной ориентацией директора.

Критическое напряжение образования флексо-

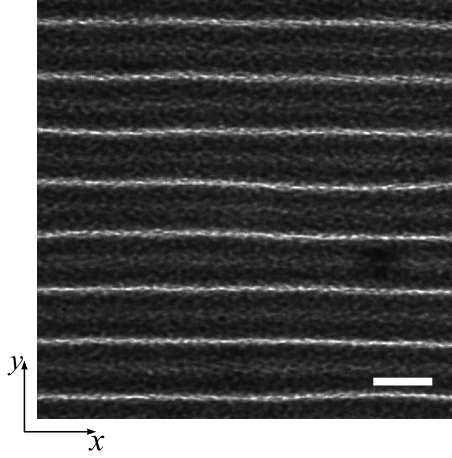


Рис. 1. Флексоэлектрические домены в НЖК МБ-БА с гибридной ориентацией вблизи порога. Толщина ЖК-ячейки  $d = 40$  мкм. Масштаб 100 мкм

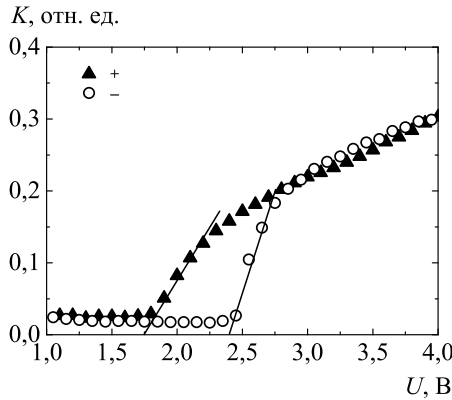


Рис. 2. Зависимость контраста  $K$  от приложенных «положительного» и «отрицательного» напряжений для ЖК-ячейки толщиной  $d = 40$  мкм

электрических доменов  $U_c^{fl}$  определялось из линейного фиттинга  $K(U)$  вблизи порога (рис. 2). При «положительном» напряжении на нижней подложке имеем  $U_c^{fl(+)} = 1.75$  В. При смене полярности, когда на подложку с планарной ориентацией директора подается «отрицательное» напряжение, порог образования флексоэлектрических доменов увеличивается  $U_c^{fl(-)} = 2.38$  В (рис. 2).

Установлено, что для ЖК-ячеек различной толщины ( $d = 13$  мкм,  $23$  мкм, и  $40$  мкм) пороговые «положительное» и «отрицательное» напряжения образования флексоэлектрических доменов практически не изменяются и составляют соответственно  $U_c^{fl(+)} = (1.8 \pm 0.1)$  В и  $U_c^{fl(-)} = (2.4 \pm 0.1)$  В. Пространственный период (ширина) доменной структу-

ры  $\Lambda$  растет линейно с увеличением толщины слоя НЖК  $\Lambda/d = 2.5 \pm 0.1$  и уменьшается с увеличением приложенного напряжения выше порога.

### 3.2. Оценка разности флексоэлектрических коэффициентов $(e_1 - e_3)$ НЖК МББА

Рассмотрим слой НЖК толщиной  $d$  с осью  $z$  направленной перпендикулярно ограничивающим подложкам при  $z = \pm d/2$ . Аналогично экспериментальной геометрии директор ориентирован параллельно оси  $x$  при  $z = -d/2$ ,  $\mathbf{n}(z = -d/2) = (1, 0, 0)$  и параллельно оси  $z$  при  $z = d/2$ ,  $\mathbf{n}(z = d/2) = (0, 0, 1)$ . С учетом нормировки  $\mathbf{n}^2 = 1$  компоненты директора могут быть записаны в виде:

$$n_x = \cos \theta \cos \phi, \quad n_y = \cos \theta \sin \phi, \quad n_z = \sin \theta, \quad (2)$$

где  $\theta$  — угол между директором и плоскостью  $x-y$ , а  $\phi$  — угол между проекцией директора на плоскость  $x-y$  и осью  $x$ . Постоянное электрическое поле напряженностью  $E_0$  приложено вдоль оси  $z$  и электрическое поле  $\mathbf{E}$  внутри слоя НЖК имеет вид  $\mathbf{E} = E_0 \hat{\mathbf{z}} - \nabla \Phi$ , где  $\Phi$  — индуцированный электрический потенциал. Равновесное стационарное распределение директора может быть найдено минимизацией полной свободной энергии НЖК:

$$\mathcal{F} = \int \left\{ \frac{1}{2} [k_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + k_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + k_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2] - \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 - \mathbf{P}_{fl} \cdot \mathbf{E} \right\} dV, \quad (3)$$

где флексоэлектрическая поляризация имеет вид:

$$\mathbf{P}_{fl} = e_1 \mathbf{n} (\nabla \cdot \mathbf{n}) - e_3 \mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{n}). \quad (4)$$

В основном состоянии (до возникновения пространственно-периодической неустойчивости) имеем  $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 = \{\cos \theta_0(z), 0, \sin \theta_0(z)\}$ ,  $\Phi = \Phi_0(z)$ . В дальнейшем для упрощения задачи рассмотрим одноконстантное приближение  $k_{11} = k_{22} = k_{33} = K$  и будем считать электрическое поле постоянным ( $\Phi = 0$ , что является хорошим приближением при малых значениях  $\epsilon_0 \epsilon_a E_0^2 d^2 / (K \pi^2)$ ). Вводя единицу длины  $d/\pi$  после минимизации (3) получим уравнение для основного состояния  $\theta_0(z)$ :

$$\theta_{0,zz} + \frac{\epsilon_0 \epsilon_a E_0^2 d^2}{K \pi^2} \sin \theta_0 \cos \theta_0 = 0, \quad (5)$$

$$\theta_0(-\pi/2) = 0, \quad \theta_0(\pi/2) = \pi/2,$$

где введено обозначение  ${}_z \equiv \partial/\partial z$ . Уравнение (5) имеет решение в неявном виде:

$$z = -\frac{\pi}{2} + \int_0^{\theta_0} \frac{da}{\sqrt{C + \epsilon_0 \epsilon_a E_0^2 d^2 / (K \pi^2) \cos^2 a}}, \quad (6)$$

где константа интегрирования  $C$  определяется из граничного условия  $\theta_0(\pi/2) = \pi/2$ .

Проведем линейный анализ устойчивости основного состояния  $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0$  по отношению к малым возмущениям  $\theta_1(y, z)$ ,  $\phi_1(y, z)$  периодическим по  $y$ :

$$\theta_1(y, z) = \cos(py)\tilde{\theta}(z), \quad \phi_1(y, z) = \sin(py)\tilde{\phi}(z). \quad (7)$$

Варьируя свободную энергию (3) по отношению к  $\tilde{\theta}(z)$ ,  $\tilde{\phi}(z)$ , получим систему линейных уравнений:

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_{,zz} - [p^2 - \tilde{U}^2\mu(2\cos^2\theta_0 - 1)]\tilde{\theta} + \\ + p\tilde{U}\cos^2\theta_0\tilde{\phi} = 0, \\ (\cos^2\theta_0\tilde{\phi}_{,z})_{,z} - p^2\cos^2\theta_0\tilde{\phi} + p\tilde{U}\cos^2\theta_0\tilde{\theta} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где для удобства введены безразмерное напряжение  $\tilde{U} = (e_1 - e_3)U/(K\pi)$  (приложенное к слою НЖК напряжение  $U = E_0d$ ) и параметр  $\mu = \epsilon_0\epsilon_a K/(e_1 - e_3)^2$ . Граничные условия на возмущения запишутся в виде:

$$\tilde{\theta}(\pm\pi/2) = 0, \quad \tilde{\phi}(\pm\pi/2) = 0. \quad (9)$$

Будем искать решение системы уравнений (8) разложением в ряд по тригонометрическим функциям, удовлетворяющим граничным условиям (метод Галеркина):

$$\begin{aligned} \tilde{\theta} = \sum_{n=1}^N A_n S_n(z), \quad \tilde{\phi} = \sum_{n=1}^N B_n S_n(z), \\ S_n(z) = \sin[n(z + \pi/2)]. \end{aligned} \quad (10)$$

Проектируя уравнения (8) на  $S_n(z)$ , получим систему  $2N$  линейных однородных уравнений для коэффициентов разложения  $A_i$ ,  $B_i$ . Условие существования нетривиального решения для  $A_i$ ,  $B_i$  дает нейтральную кривую  $\tilde{U}_0(p)$ . Минимизируя  $\tilde{U}_0(p)$  относительно волнового числа  $p$ , получим (безразмерное) пороговое напряжение  $\tilde{U}_c$  для флексоэлектрической неустойчивости и критическое волновое число  $p_c$ . При ограничении в разложении (10) значением  $N = 6$  обеспечивается относительная погрешность в определении критических значений менее 0.1%.

Для случая малых значений  $\epsilon_0\epsilon_a U^2/(K\pi^2) \lesssim 1$  можно получить приближенное аналитическое решение уравнения (5):

$$\begin{aligned} \theta_0 = \frac{1}{2} \left( z + \pi/2 + \mu\tilde{U}^2 \cos z \right), \\ \cos^2(\theta_0) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \sin z - \mu\tilde{U}^2 \cos^2 z \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Используя одномодовое приближение для возмущений [ $N = 1$  в выражениях (10)] и проектируя уравнения (8) на  $S_1(z)$ , получим следующее выражение

для нейтральной кривой  $\tilde{U}_0(p)$  вплоть до членов первого порядка по  $\mu$ :

$$\begin{aligned} \tilde{U}^4 \mu \frac{3}{2} p^2 - \tilde{U}^2 \left[ p^2 + \mu \left( \frac{3}{2} p^4 + 2p^2 + \frac{1}{2} \right) \right] + \\ + 2(p^2 + 1)^2 = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Минимизируя решение уравнения (12) относительно  $p$ , получим пороговое напряжение  $\tilde{U}_c$  и критическое волновое число  $p_c$ . Результаты, полученные из (12), близки соответствующим величинам, найденным из численного решения системы (8). Поскольку коэффициенты в (8) (и, соответственно, в (12)) не содержат толщины слоя НЖК  $d$  в явном виде, критическое напряжение  $\tilde{U}_c$  (в физических единицах) и критическое волновое число  $p_c$  (в единицах  $\pi/d$ ) не зависят от  $d$ .

Используя материальные параметры НЖК МББА [24] для среднего значения константы упругости  $K = (k_{11} + k_{22})/2 = 5.43 \cdot 10^{-12}$  Н, анизотропии диэлектрической проницаемости  $\epsilon_a = -0.53$  и выбирая для разности флексоэлектрических коэффициентов значение  $(e_1 - e_3) = 1.7 \cdot 10^{-11}$  Кл/м (близкое к величине, измеренной в [23]), получим  $\mu = -0.088$ . Уравнение (12) дает при этом критические значения  $\tilde{U}_c = 2.39$ ,  $p_c = 0.95$ . В физических единицах это соответствует критическому напряжению возникновения флексоэлектрических доменов  $U_c = 2.4$  В и пространственному периоду  $\Lambda_c = 2.1$  д.

Соотношение между возмущениями  $\tilde{\theta}$  и  $\tilde{\phi}$  в середине слоя НЖК, где они максимальны, составляет  $\tilde{\theta}_m/\tilde{\phi}_m = 0.7$ .

Необходимо отметить, что при использовании одноконстантного приближения линейные уравнения (8) на возмущения  $\tilde{\theta}$ ,  $\tilde{\phi}$  имеют симметрию  $\tilde{U} \rightarrow -\tilde{U}$ ,  $\tilde{\phi} \rightarrow -\tilde{\phi}$ . В этом случае порог флексоэлектрической неустойчивости не зависит от направления электрического поля по отношению к начальной гибридной ориентации директора. Как показывают численные расчеты в работе [25], для случая  $k_{11} \neq k_{22}$  такая симметрия нарушается, и пороговые напряжения и критические волновые числа различны для различных направлений электрического поля  $\mathbf{E} = \pm E_0 \hat{\mathbf{z}}$ . С помощью ряда упрощений в [25] также были получены приближенные выражения для зависимости приложенного напряжения от волнового числа (нейтральные кривые). Пороговые характеристики флексоэлектрических доменов находятся из минимизации нейтральных кривых. Подставляя в приближенные выражения для нейтральных кривых из [25] материальные параметры НЖК МББА [24]  $k_{11} = 6.66 \cdot 10^{-12}$  Н,  $k_{22} = 4.2 \cdot 10^{-12}$  Н,  $\epsilon_a = -0.53$  и использованное выше значение  $(e_1 - e_3) = 1.7 \cdot 10^{-11}$  Кл/м, получим для  $\mathbf{E} = E_0 \hat{\mathbf{z}}$  (на подложку с планар-

ной ориентацией директора подается положительное напряжение)  $U_c^+ = 3.45$  В,  $\Lambda^+ = 1.58 d$ , а для случая противоположной полярности  $U_c^- = 4.28$  В,  $\Lambda^- = 1.53 d$ . Использование в расчетах разности флексоэлектрических коэффициентов ( $e_1 - e_3$ ) в качестве параметра фиттинга приводит для значения ( $e_1 - e_3$ ) =  $2.9 \cdot 10^{-11}$  Кл/м к пороговым напряжениям  $U_c^+ = 1.9$  В,  $U_c^- = 2.33$  В близким к экспериментальным, однако при этом величина пространственного периода  $\Lambda^+ = 1.65 d$ ,  $\Lambda^- = 1.64 d$  остается на 30% меньше экспериментальной и само значение ( $e_1 - e_3$ ) существенно превышает известные из литературы данные [26]. Тем не менее, полученные теоретические оценки пороговых напряжений качественно согласуются с экспериментальными результатами, свидетельствующими, что  $U_c^{fl(+)} < U_c^{fl(-)}$ . Согласно приближенным выражениям для нейтральных кривых в [25], для случая ( $e_1 - e_3$ ) < 0 соотношение между пороговыми напряжениями противоположной полярности изменяется на  $U_c^+ > U_c^-$ . Таким образом, сравнение порогов образования флексоэлектрических доменов в ячейке НЖК с гибридной ориентацией для различной полярности приложенного напряжения позволяет определить знак разности флексоэлектрических коэффициентов.

#### 4. Заключение

В настоящей работе впервые предложен полуэмпирический метод определения флексокоэффициентов НЖК для случая, когда удается пронаблюдать флексодомены в гибридном НЖК и достаточно точно определить их пороговые характеристики: критическое напряжение и пространственный период. Используя полученные экспериментальные данные в линейном анализе устойчивости основного состояния, наилучший фиттинг достигается при ( $e_1 - e_3$ ) =  $1.7 \cdot 10^{-11}$  Кл/м. Показано, что пороговое напряжение образования флексоэлектрических доменов не зависит от толщины слоя НЖК, а их пространственный период растет линейно с толщиной слоя НЖК, что хорошо согласуется с численными расчетами. Экспериментально установлено, что порог флексоэлектрической неустойчивости в гибридном НЖК зависит от полярности приложенного напряжения. Сравнение порогов образования флексоэлектрических доменов в ячейке НЖК с гибридной ориентацией для различной полярности приложенного напряжения позволяет определить знак разности флексоэлектрических коэффициентов.

Авторы выражают благодарность А.П. Крехову за полезные советы и обсуждения. В экспериментальных исследованиях использовалось оборудо-

вание ЦКП «Спектр» ИФМК УНЦ РАН и РЦКП «Агидель».

#### Список литературы

- [1] Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
- [2] Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
- [3] Pattern Formation in Liquid Crystals. Ed. by A. Buka and L. Kramer. New York: Springer-Verlag, 1996. 339 p.
- [4] Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
- [5] Meyer R.B. Piezoelectric effects in liquid crystals // Phys. Rev. Lett. 1969. Vol. 22, No. 18. P. 918–921.
- [6] Вистинь Л.К. Новое электроструктурное явление в жидких кристаллах нематического типа // ДАН. СССР. 1970. Т. 194. С. 1318–1321.
- [7] Вистинь Л.К. Электроструктурный эффект и оптические свойства определенного класса жидких кристаллов и их бинарных смесей // Кристаллография. 1970. Т. 15. С. 594–595.
- [8] Барник М.И., Блинов Л.М., Труфанов А.Н., Уманский Б.А. Флексоэлектрические домены в нематических жидких кристаллах // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 1936–1943.
- [9] Barnik M.I., Blinov L.M., Trufanov A.N., and Umanski B.A. Flexo-electric domains in liquid crystals // J. Phys. (France). 1978. Vol. 39. P. 417–422.
- [10] Бобылев Ю.П., Пикин С.А. Пороговая пьезоэлектрическая неустойчивость в жидком кристалле // ЖЭТФ. 1977. Т. 72, вып. 1. С. 369–374.
- [11] Bobylev Yu.P., Chigrinov V.G., and Pikin S.A. Threshold flexoelectric effect in nematic liquid crystal // J. Phys. Colloq. (France) C3. 1979. Vol. 40, Suppl. 4. P. C3-331–C3-333.
- [12] Krekhov A., Pesch W., Buka A. Flexoelectricity and pattern formation in nematic liquid crystals // Phys. Rev. E. 2011. Vol. 83, No. 5. P. 051706-1–051706-13.
- [13] Toth-Katona T., Eber N., and Buka A. Flexoelectricity in Electroconvection // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2009. Vol. 511. P. 11/[1481]–24/[1494].
- [14] Батыршин Э.С., Крехов А.П., Скалдин О.А., Делев В.А. О роли флексоэффекта в синхронизации осцилляций электроконвективных роллов в нематиках // ЖЭТФ. 2012. Т. 141, вып. 6. С. 1200–1205.

- [15] Eber N., Salamon P., and Buka. A. Electrically induced patterns in nematics and how to avoid them // *Liquid Crystals Reviews*. 2016. Vol. 4, No. 2. P. 101–134.
- [16] Gardiner D.J., Morris S.M., Castles F., Qasim M.M., Kim W.-S., Choi S.S., Park H.-J., Chung I.-J., and Coles H.J. Polymer stabilized chiral nematic liquid crystals for fast switching and high contrast electro-optic devices // *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 98. P. 263508-1–263508-3.
- [17] Delev V.A., Krekhov A.P. Kramer L. Crossover between flexoelectric stripe patterns and electroconvection in hybrid aligned nematics // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2001. Vol. 366. P. 2701–2708.
- [18] Dozov I., Penchev I., Martinot-Lagarde Ph., and Durand G. On the sign of flexoelectric coefficients in nematic liquid crystals // *Ferroelectrics Letters*. 1984. Vol. 2, No. 4. P. 135–141.
- [19] Madhusudana N.V., and Durand G. Linear flexo-electro-optic effect in a hybrid aligned nematic liquid crystal cell // *J. Phys. Lett (France)*. 1985. Vol. 46. P. L-195–L-200.
- [20] Valenti B., Bertoni C., Barbero G., Taverna-Valabrega P., and Bartolino R. Flexoelectricity in the hybrid aligned nematic cell // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1987. Vol. 146, No. 1. P. 307–320.
- [21] Blinov L.M., Durand G., and Yablonsky S.V. Curvature oscillations and linear electro-optical effect in a surface layer of a nematic liquid crystal // *J. Phys. II (France)*. 1992. Vol. 2, No. 5. P. 1287–1297.
- [22] Dozov I., Martinot-Lagarde Ph., and Durand G. Flexoelectrically controlled twist of texture in a nematic liquid crystal // *J. Phys. Lett (France)*. 1982. Vol. 43, No. 10. P. 365–369.
- [23] Takahashi T., Hashidate S., Nishijou H., Usui M., Kimura M., and Akahane T. Novel measurement method for flexoelectric coefficients of nematic liquid crystals // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 37, No. 4A. P. 1865–1869.
- [24] Krekhov A., Dressel B., Pesch W., Delev V., and Batyrshin E. Spatiotemporal complexity of electroconvection patterns in nematic liquid crystals // *Phys. Rev. E*. 2015. Vol. 92. P. 062510-1–062510-12.
- [25] Palto S.P., Mottram N.J., and Osipov M.A. Flexoelectric instability and a spontaneous chiral-symmetry breaking in a nematic liquid crystal cell with asymmetric boundary conditions // *Phys. Rev. E*. 2007. Vol. 75. P. 061707-1–061707-8.
- [26] Flexoelectricity in liquid crystals. Theory, experiments and applications. Ed. by A. Buka and N. Eber. UK: Imperial College Press. 2012. 212 p.

# The method for determination of flexoelectric coefficients of nematic liquid crystals

Delev V.A., Skaldin O.A., Timirov Y.I.

Institute of Molecule and Crystal Physics, Ufa

A method for determining the flexoelectric coefficients of a nematic liquid crystal (NLC) is proposed. The principle of method suggested is the measurement of characteristics of flexoelectric domains arising in the a polarization-optical microscope (electro-optical method). The digitized images of these domains is used for the optical contrast  $K$  determination. Linear fitting of the contrast  $K$  depending on the applied voltage  $U$  in vicinity of the threshold of flexoelectric domain formation allows rather precisely to determine the critical voltage  $U_c$ . The spatial period of the observed domains is found by means of a two-dimensional Fourier transformation of digitized images. Using the material parameters of the NLC in the linear analysis of the basic state stability, and the difference between the flexoelectric coefficients ( $e_1 - e_3$ ) as the fitting parameter, the threshold characteristics (critical voltage and characteristic spatial period) of the flexoelectric domains are calculated so that they were close to experimental ones. The flexocoefficient difference chosen in this way is accepted as the wanted result.

**Keywords:** liquid crystals, flexoelectric effect, flexoelectric instability, flexoelectric domains, flexoelectric coefficients



**Многофазные системы:**  
модели, эксперимент, приложения

ИМех им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН

Статья рекомендована к публикации  
Программным комитетом VI Российской конференции  
«Многофазные системы: модели, эксперимент, приложения»