

06

Электрический метод изучения динамики переориентации директора нематического жидкого кристалла

© Д.П. Щербинин, Д.А. Вакулин, Е.А. Коншина

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: shcherbinin.dmitrij@gmail.com

(Поступило в Редакцию 27 июля 2015 г. В окончательной редакции 21 октября 2015 г.)

Предложен метод изучения динамики переориентации директора нематического жидкого кристалла (НЖК) с использованием результатов измерения электрического отклика ЖК-ячейки. Проведено моделирование временных зависимостей тока в ЖК-ячейке с гомогенной ориентацией при вариации приложенного напряжения, начального угла наклона директора, диэлектрической анизотропии, коэффициента упругости, а также динамической вязкости, плотности и мобильности ионов в НЖК. Сравнение экспериментальной и расчетной кривых электрического отклика для НЖК 5 СВ показало их хорошее совпадение. Метод позволяет контролировать стационарный ток, плотность и мобильность ионов в НЖК.

Введение

Одним из требований к ЖК-дисплеям и различным устройствам на основе жидких кристаллов (ЖК) является их быстродействие [1]. Для цветных дисплеев время реакции должно быть менее одной миллисекунды [2]. Быстродействие переключения нематического жидкого кристалла (НЖК) может быть достигнуто вариацией параметров внешнего поля [3], созданием ЖК-смесей с ультранизкой вязкостью [4], использованием двухчастотного ЖК [5–7], увеличением угла наклона директора [8–10], созданием гибридно-ориентированных и других более сложных структур [11–14] а также добавлением в ЖК различных наночастиц [15–19].

Наиболее часто для изучения динамики переориентации диполей молекул используется измерение оптического отклика при приложении к НЖК-слою напряжения электрического поля. Оптический отклик для гомогенной ориентации представляет собой осциллирующую временную зависимость пропускания, количество осцилляций в которой определяется фазовой задержкой, зависящей от толщины слоя ЖК, оптической анизотропии и длины волны падающего излучения. Этот метод требует использования сложной оптической схемы, включающей в себя источник излучения, поляризатор и анализатор, фотоприемник, а также электрической схемы для подачи напряжения на ЖК-слой от генератора и осциллографа для регистрации отклика. С помощью оптического отклика невозможно учитывать влияние ионных примесей в явном виде на динамику переориентации и характеристики ЖК-устройств. В тоже время содержание ионных примесей в НЖК оказывает существенное влияние на оптический отклик [20–22].

В настоящей работе для изучения динамики переориентации директора ЖК предлагается метод контроля изменения временной зависимости тока — электрический отклик (ЭО), который позволяет учесть влияние содержания ионных примесей в ЖК. В работе даются теоретическое обоснование метода и описание техники

эксперимента, а также сравниваются экспериментальные и теоретические временные зависимости электрического отклика НЖК.

Теоретическое обоснование метода

Динамику процесса деформации ЖК определяет баланс между электрическим моментом, вызывающим переориентацию молекул, и упругим возвращающим моментом. Влияние этих моментов на положение директора \mathbf{n} -вектора, характеризующего преимущественное направление длинных осей молекул, определяются минимизацией плотности свободной энергии [23].

Динамика деформации поля директора ЖК описывается теорией упругости Франка–Озеена [24,25], получившей полное экспериментальное подтверждение, теорией гидродинамики Эриксона–Лесли для нематической фазы [26], а также системой электромагнитных уравнений Максвелла. Ввиду сложности получаемой системы уравнений для определения временных зависимостей полярного и азимутального углов наклона директора ЖК следует использовать численные методы расчета.

Расчеты, выполненные в настоящей работе, проводились для ЖК-ячейки с гомогенной ориентацией. Ось z системы координат, отнесенной к плоскопараллельной ЖК-ячейке, направлена перпендикулярно подложкам, поэтому физические величины, используемые в расчетах, являются функциями, зависящими только от переменной z . Предполагается, что граничные условия соответствуют сильному сцеплению, и эффектом гидродинамической (ЭГД) неустойчивости, возникающим в НЖК из-за перемещения электрического заряда в постоянном электрическом поле [27], можно пренебречь. Эффект ЭГД-неустойчивости является пороговым и условия его возникновения определяются физическими характеристиками НЖК и зависят от диэлектрической анизотропии. Для ячейки с планарной ориентацией неустойчивость типа Карра–Хелфриха может возникнуть при

любом значении $\Delta\varepsilon$. Но для НЖК, имеющих большое положительное значение $\Delta\varepsilon$, переход Фредерикса происходит до появления ЭГД-неустойчивости при более низких значениях напряжения. В результате НЖК становится ориентированным квазигомеотропно, и в этом случае возникновение неустойчивости Карра–Хелфриха невозможно. В случае для НЖК с диэлектрической анизотропией $\Delta\varepsilon > 3$ влияние эффекта ЭГД будет минимальным, и им можно пренебречь [28–30].

Систему дифференциальных уравнений для расчета динамики изменения угла наклона директора НЖК $\theta(z, t)$ запишем в приближении, когда моментом инерции молекул, потоковыми эффектами по сравнению с влиянием константами упругости и вязкости, можно пренебречь. Выполнив стандартные вариационные процедуры, получим следующую систему уравнений:

$$\gamma_1 \frac{\partial \theta}{\partial t} = (K_{33} - K_{11}) \sin \theta \cos \theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 + (K_{11} \cos^2 \theta + K_{33} \sin^2 \theta) \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \varepsilon_0 \Delta \varepsilon \left(\frac{D}{\varepsilon_0 (\varepsilon_{\perp} + \Delta \varepsilon \sin^2 \theta)} \right)^2 \sin \theta \cos \theta, \quad (1)$$

$$D = \frac{U}{\int_0^d \frac{dz}{\varepsilon_0 (\varepsilon_{\perp} + \Delta \varepsilon \sin^2 \theta)}} \quad (2)$$

где γ_1 — динамическая вращательная вязкость ЖК, K_{11} и K_{33} — коэффициенты упругости Франка для *splay*- и *bend*-деформации, ε_0 — электрическая постоянная, $\Delta\varepsilon$ — диэлектрическая анизотропия, ε_{\perp} — поперечная составляющая диэлектрической проницаемости, D — модуль вектора диэлектрической проницаемости, U — амплитуда приложенного напряжения, d — толщина ЖК-слоя. Численное решение уравнения (1) позволяет найти функцию распределения угла наклона директора по толщине ЖК-слоя.

Деформация поля директора НЖК сопровождается изменением эффективной диэлектрической проницаемости ε вдоль оси z , которая может быть выражена как функция распределения угла [23]

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{d} \int_0^d (\varepsilon_{\perp} + \Delta \varepsilon \sin^2 \theta(z, t)) dz. \quad (3)$$

Распределение угла начинает изменяться при приложении напряжения выше порогового U_{th} для эффекта Фредерикса. С изменением во времени диэлектрической проницаемости будет связано изменение модуля вектора электрического смещения. В результате этого в ЖК-слое начинает течь ток смещения, который выражается как

$$i_{LC} = S \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (4)$$

где S — площадь электродов ЖК. В случае приложения к слою НЖК постоянного напряжения выражение (4)

принимает вид

$$i_{LC} = \frac{SU\varepsilon_0}{d} \frac{\partial \varepsilon(t)}{\partial t}. \quad (5)$$

При регистрации электрического отклика ЖК-ячейки нужно учитывать, что в реальных ЖК-средах всегда присутствуют ионные примеси, движение которых влияет на него. Изменение временной зависимости тока, обусловленного движением ионных примесей, имеет экспоненциальный характер. Величина тока может быть аналитически задана [15,21] как

$$i_{ic}(t) = \frac{e\mu n_0 SU}{d} \exp \left[- \left(\frac{\mu U}{d^2} \right) t \right], \quad (6)$$

где e — элементарный заряд, μ — подвижность ионов, n_0 — концентрация подвижных ионов. Таким образом, полный электрический отклик ЖК-системы определяется суммой токов [21]

$$I(t) = i_{LC}(t) + i_{ic}(t) + i_{sc}, \quad (7)$$

где i_{sc} — стационарный ток, выраженный как

$$i_{sc} = \sigma(U - U_{sc}), \quad (8)$$

где σ — стационарное значение проводимости ЖК-слоя, U_{sc} — пороговое напряжение стационарной проводимости.

Прежде чем перейти к сравнению теоретических кривых с экспериментальными данными, проведем анализ влияния различных параметров НЖК на изменение формы электрического отклика.

Моделирование электрического отклика ЖК

Моделирование ЭО проводилось для ЖК-ячеек с гомогенной ориентацией и углом преднаклона директора $\theta_p = 0.1^\circ$, заполненных НЖК с вязкостью, равной $0.86 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, коэффициентами упругости $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$,

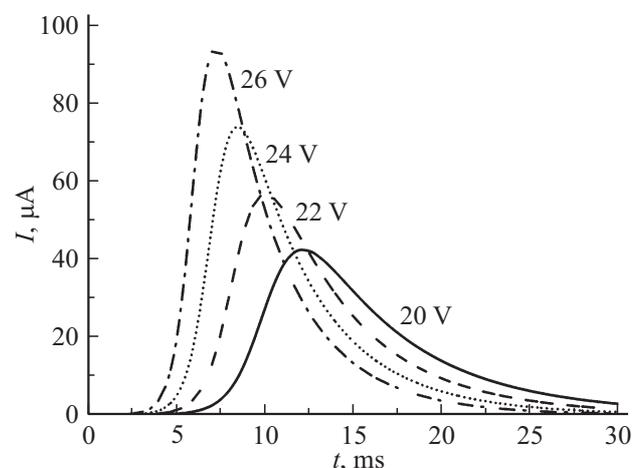


Рис. 1. Влияние амплитуды напряжения внешнего электрического поля на электрический отклик ЖК-ячейки. Моделирование откликов проводилось для $\theta_p = 0.1^\circ$, $\gamma = 0.86 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$, $K_{33} = 13.8 \text{ pN}$, $\varepsilon_{\perp} = 7$, $\varepsilon_{\parallel} = 18.5$.

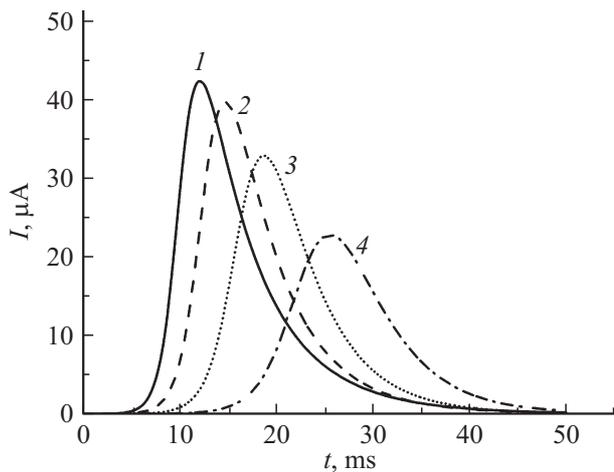


Рис. 2. Влияние диэлектрической анизотропии на электрический отклик ЖК-ячейки при напряжении 20 В и параметрах $\theta_p = 0.1^\circ$, $\gamma = 0.86 \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$, $K_{33} = 13.8 \text{ pN}$. Кривая 1 — $\epsilon_{\perp} = 7$, $\epsilon_{\parallel} = 18.5$, 2 — $\epsilon_{\perp} = 8$, $\epsilon_{\parallel} = 17.5$, 3 — $\epsilon_{\perp} = 9$, $\epsilon_{\parallel} = 16.5$, 4 — $\epsilon_{\perp} = 10$, $\epsilon_{\parallel} = 15.5$.

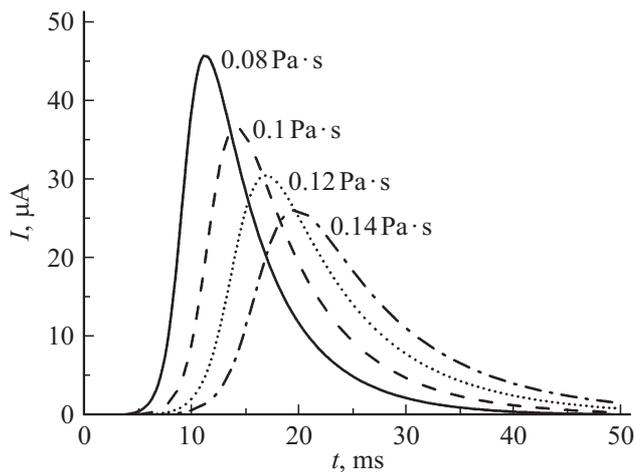


Рис. 3. Влияние динамической вязкости НЖК на электрический отклик ЖК-ячеек при напряжении 20 В и параметрах $\theta_p = 0.1^\circ$, $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$, $K_{33} = 13.8 \text{ pN}$, $\epsilon_{\perp} = 7$, $\epsilon_{\parallel} = 18.5$.

$K_{33} = 13.8 \text{ pN}$ и компонентами диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\perp} = 7$, $\epsilon_{\parallel} = 18.5$. Проведенное моделирование без учета влияния на ЭО мобильных ионов показало, что увеличение напряжения и диэлектрической анизотропии, а также уменьшение динамической вязкости НЖК одинаково могут влиять на временные зависимости тока.

При увеличении напряжения время пика ЭО уменьшается, а сила тока пика увеличивается (рис. 1). Аналогичные изменения наблюдаются при увеличении диэлектрической анизотропии ЖК в интервале от 5.5 до 11.5 на рис. 2. Увеличение динамической вязкости в интервале от 0.08 до 0.16 Pa·s приводит к увеличению времени отклика (рис. 3), что полностью согласуется с

зависимостью времени оптического отклика от напряжения, диэлектрической анизотропии и вязкости [15,16].

Существенное влияние на электрический отклик ЖК оказывает вариация угла преднаклона директора θ_p (рис. 4). Время задержки ЭО для угла $\theta_p \sim 0.1^\circ$ составляет 6–7 ms. При увеличении угла преднаклона до 5–10° процесс переориентации молекул во внешнем поле существенно ускоряется. Сравнение ЭО при уменьшении на порядок величины коэффициентов упругости $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$ и $K_{33} = 13.8 \text{ pN}$ при напряжении 20 В показано на рис. 5. Уменьшение коэффициента упругости при напряжениях, в несколько раз больших пороговых, не оказывает существенного влияния на ЭО, в отличие от изменений угла преднаклона директора.

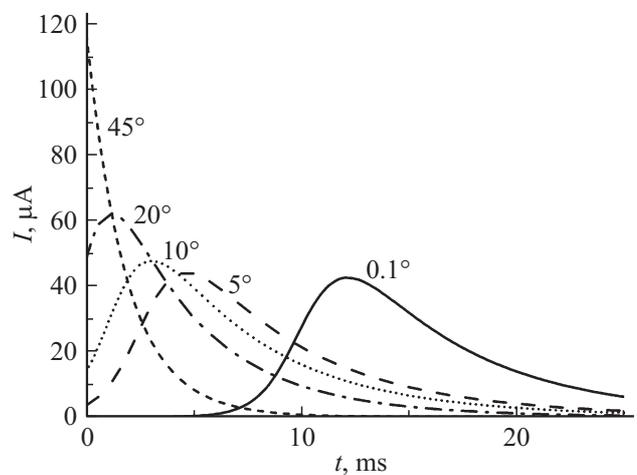


Рис. 4. Влияние угла преднаклона директора на электрический отклик ЖК-ячейки при напряжении 20 В и параметрах $\gamma = 0.86 \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$, $K_{33} = 13.8 \text{ pN}$, $\epsilon_{\perp} = 7$, $\epsilon_{\parallel} = 18.5$.

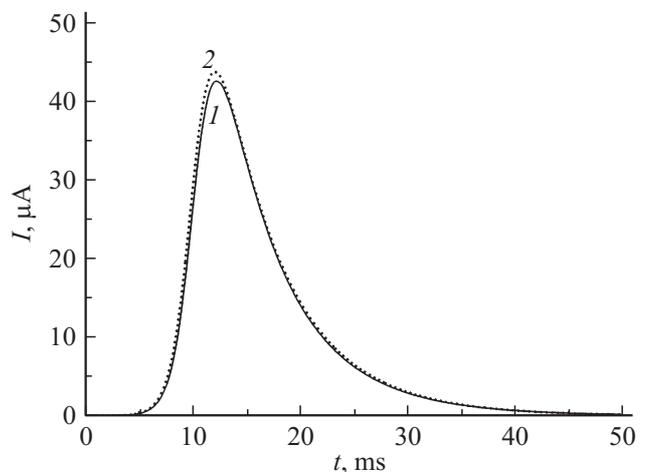


Рис. 5. Сравнение электрических откликов ЖК-ячеек при понижении величины коэффициентов $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$ и $K_{33} = 13.8 \text{ pN}$ (кривая 1) на порядок (кривая 2) при применении напряжения 20 В и параметрах $\theta_p = 0.1^\circ$, $\gamma = 0.86 \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $\epsilon_{\perp} = 7$, $\epsilon_{\parallel} = 18.5$.

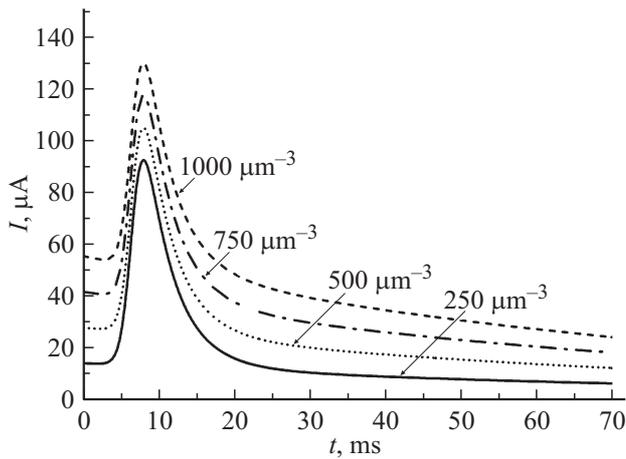


Рис. 6. Влияние плотности ионных примесей на электрический отклик ЖК-ячейки для подвижности ионов $431 \mu\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ при приложенном напряжении 25 V и параметрах $\theta_p = 0.1^\circ$, $\gamma = 0.86 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$, $K_{33} = 13.8 \text{ pN}$, $\epsilon_{\perp} = 7$, $\epsilon_{\parallel} = 18.5$.

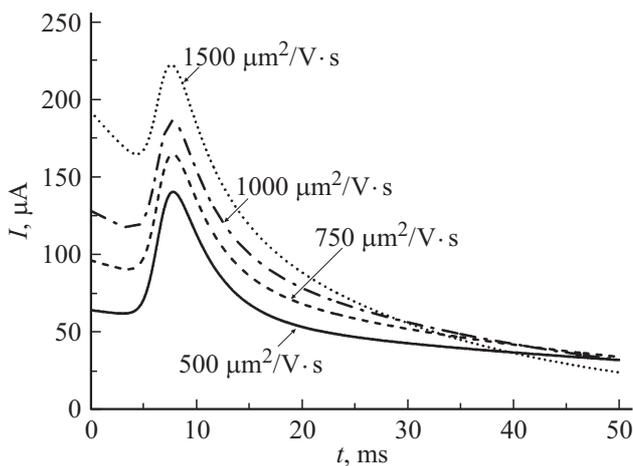


Рис. 7. Влияние подвижности ионных примесей на электрический отклик ЖК-ячеек для плотности ионов $1000 \mu\text{m}^{-3}$, напряжении 25 V и параметрах $\theta_p = 0.1^\circ$, $\gamma = 0.86 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$, $K_{33} = 13.8 \text{ pN}$, $\epsilon_{\perp} = 7$, $\epsilon_{\parallel} = 18.5$.

При измерении временной зависимости ЭО регистрируется сумма токов переориентации диполей и ионного тока, так как в ЖК матрице всегда присутствуют ионные примеси. Изменение ЭО с увеличением плотности ионов с подвижностью, равной $431 \mu\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, иллюстрирует рис. 6. Следует отметить, что с увеличением плотности ионов наблюдается замедление стекания ионного тока. Влияние подвижности ионных примесей на ЭО ЖК-ячейки при постоянной плотности ионов $1000 \mu\text{m}^{-3}$ иллюстрирует рис. 7. На осциллограммах ЭО в зависимости от плотности и подвижности ионов изменяется не только величина тока, но и появляется экспоненциально спадающий «хвост» (рис. 6 и 7) и изменяются параметры отклика в начальный момент времени, что связано с движением подвижных ионов.

Экспериментальная часть

Для проведения измерений ЭО использовались плоскопараллельные ячейки с фиксированным зазором, которые собирались из двух стеклянных подложек. На внутреннюю поверхность подложек был нанесен слой прозрачного проводящего электрода на основе окислов индия и олова. Натертый слой полиимида использовался для создания гомогенной ориентации НЖК. Толщину зазора ячеек контролировали путем измерения емкости пустой ячейки. Толщина ячеек составляла $23.85 \pm 0.05 \mu\text{m}$. Ячейки заполнялись 5СВ (фирмы Sigma-Adrich).

Для измерений временных зависимостей тока в ЖК-ячейке использовалась электрическая схема, которая включала в себя резистор, последовательно соединенный с ЖК-ячейкой и генератором напряжения. Сопротивление резистора, равное $10 \text{ k}\Omega$ было на два порядка меньше сопротивления ячейки, что позволило не учитывать его влияние на ток в цепи. Токи, проходящие через резистор и ячейку, были равны. Осциллограммы токов регистрировались с помощью осциллографа, подключенного параллельно с резистором. Снятие осциллограмм проводилось при приложении к ЖК-ячейке напряжения в форме прямоугольных импульсов постоянного тока с разной амплитудой напряжения. Падение напряжения на резисторе измерялось с помощью осциллографа. Ток в цепи рассчитывался в соответствии с законом Ома [31].

Для моделирования были заранее определены угол преднаклона и диэлектрическая анизотропия, которые составили 3.5° и 12.75 [31]. Коэффициенты упругости для НЖК 5СВ были равны $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$ и $K_{33} = 13.8 \text{ pN}$ [32].

Результаты и их обсуждение

Сравнение экспериментальных данных и расчетных кривых показало их хорошее совпадение (рис. 8). Это свидетельствует о возможности использования предложенного метода для аналитического описания динамики переориентации и электрических свойств ЖК-среды.

Для моделирования ЭО необходимо получить из экспериментальных данных значения стационарного тока, динамической вязкости, концентрации и подвижности ионных примесей. Стационарный ток для данного напряжения можно определить, приложив к ЖК-ячейке импульс напряжения с длительностью, превышающей время переориентации диполей молекул НЖК и разделения зарядов ионов.

Плотность подвижных ионов можно рассчитать, интегрируя кривые экспериментальных зависимостей тока, полученные при приложении к ячейке напряжения ниже порога Фредерикса [20,31], по следующей формуле:

$$n_0 = \frac{1}{eSd} \int_0^{t_s} i_{ic}(t) dt. \quad (9)$$

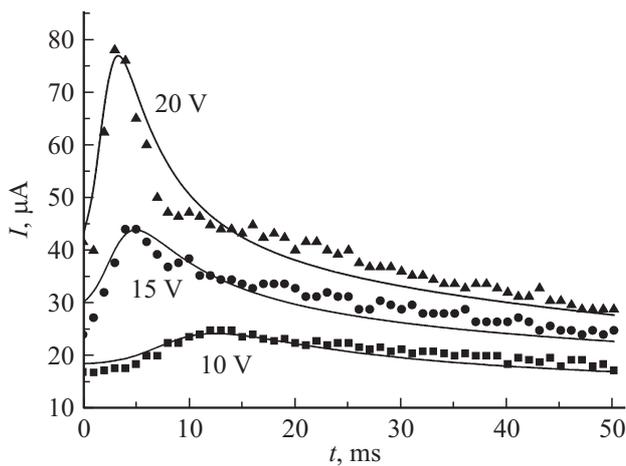


Рис. 8. Сравнение экспериментальных данных электрического отклика (точки) и теоретических кривых (сплошная линия) для напряжений 10, 15 и 20 V. Теоретические кривые рассчитаны для параметров $\theta_p = 3.5^\circ$, $K_{11} = 10.5 \text{ pN}$, $K_{33} = 13.8$ при плотности мобильных ионов $n_0 = 850 \mu\text{m}^{-3}$ и подвижности ионов $300 \mu\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$.

Зная плотность ионов, можно рассчитать их подвижность по значению силы тока в начальный момент времени:

$$i_{ic,0} = \frac{eSn_0\mu U}{d}. \quad (10)$$

Обе эти формулы легко выводятся из уравнения (6). Кроме того, плотность мобильных ионов можно определить интегрированием кривых тока стекания заряда. Сущность этого способа определения плотности мобильных ионов заключается в последовательном измерении нескольких осциллограмм тока стекания заряда в процессе релаксации после снятия приложенных напряжений в форме прямоугольного импульса. Далее из полученных осциллограмм путем их интегрирования по времени находится величина тока, поделив которую на объем, можно определить значение плотности ионов для каждого из приложенных напряжений. Затем строится зависимость расчетных значений плотности ионов от приложенных напряжений. Максимальное значение плотности, при котором эта зависимость достигает насыщения, принимается за эффективное значение плотности ионов НЖК [31].

Соотношение основных параметров ЖК, таких как вязкость и диэлектрическая проницаемость, можно рассчитать, зная положение максимума на осциллограмме, при приложении напряжения много выше порога

Таблица 1. Параметры НЖК, рассчитанные из экспериментальных данных

Параметр	Значение
Динамическая вязкость, γ	86 $\text{mPa} \cdot \text{s}$
Плотность мобильных ионов, n_0	$850 \mu\text{m}^{-3}$
Подвижность ионов	$300 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$

Таблица 2. Результаты расчета ошибки аппроксимации экспериментальных данных теоретическими расчетами для разных напряжений

Напряжение, V	Средняя ошибка аппроксимации, %
10	5.56
15	6.96
20	5.05

эффекта Фредерикса. Максимум будет соответствовать моменту времени, когда средний угол наклона директора будет равен 45° . При этом время максимума задается как [33]

$$t_p = \left[\frac{\gamma d^2 (-\ln(\tan \theta_p))}{\Delta \epsilon \epsilon_0} \right] \frac{1}{U^2}, \quad (11)$$

где θ_p — угол преднаклона директора НЖК. Время t_p зависит от вращательной вязкости среды. Зная угол θ_p и диэлектрическую анизотропию, можно оценить вращательную вязкость по току смещения. Для этого нужно определить время пика для нескольких амплитуд напряжения [31]. Результаты расчетов приведены в табл.1.

Для сравнения теоретической модели с экспериментальными данными была рассчитана средняя ошибка аппроксимации по формуле

$$A = \frac{1}{n} \sum_j \left| \frac{I_j^e - I_j^t}{I_j^e} \right| \cdot 100\%, \quad (12)$$

где I^e — экспериментальные данные, I^t — расчетные значения. Результаты оценки ошибки в зависимости от приложенного напряжения приведены в табл. 2.

Ошибка аппроксимации при использовании данной модели не превышала 7%, что свидетельствует о возможности применения электрического метода для изучения динамических свойств НЖК сред. Преимущества использования этого метода по сравнению с электрооптическим методом заключаются в более простом эксперименте для получения временной зависимости отклика НЖК и возможности учесть влияние ионных примесей на время отклика.

Предложенный метод имеет ограничения, связанные с необходимостью использования постоянного электрического поля, которое может вызывать гидродинамическую неустойчивость НЖК [27]. Расчетное значение динамической вязкости являются эффективным, так как оно зависит от обратного потока и инерционных моментов [23], которые не учитывает теоретическая модель.

Заключение

Предложен метод изучения динамики переориентации директора НЖК путем измерения временной зависимости электрического отклика ЖК-ячейки. Проведенное моделирование временных зависимостей тока в

ЖК-ячейке с гомогенной ориентацией показало, что увеличение напряжения, приложенного к ЖК-слою, и диэлектрической анизотропии, а также понижение динамической вязкости НЖК приводят к уменьшению времени и увеличению силы тока в максимуме на осциллограмме ЭО. Показано, что увеличение угла преднаклона директора НЖК до $5\text{--}10^\circ$ существенно ускоряет процесс переориентации молекул во внешнем поле. При напряжениях, превышающих пороговое значение, изменение коэффициента упругости не оказывает существенного влияния на ЭО ЖК-ячейки. С увеличением плотности ионов замедляется стекание ионного тока, и на осциллограммах ЭО появляется экспоненциально спадающий „хвост“. Сравнение экспериментальной и расчетной кривых электрооптического отклика для НЖК 5 СВ показало их хорошее совпадение. Ошибка аппроксимации при расчетах не превышала 7%, что свидетельствует о возможности применения данного метода для изучения динамических свойств ЖК-сред. Преимуществом электрического метода исследования динамических характеристик ЖК от электрооптического является возможность контроля стационарного тока, плотности и мобильности ионов в НЖК.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Министерства образования и науки России в рамках проектной части государственного задания 3.92.2014/К.

Список литературы

- [1] *Schadt M.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2009. Vol. 48. N 3. P. 03B001(9).
- [2] *Yuan L.J., Tan G., Xu D., Peng F., Lorenz A., Wu S.-T.* // Opt. Mater. Express. 2015. Vol. 5. N 6. P. 1339–1347.
- [3] *Галин И.Ф., Коншина Е.А.* // Опт. журн. 2014. Т. 81. N 6. С. 48–50.
- [4] *Chen H., Hu M., Peng F., Li J., An Z., Wu S.-T.* // Opt. Mater. Express. 2015. Vol. 5. N 3. P. 655–660.
- [5] *Коншина Е.А., Федоров М.А., Рыбникова А.Е., Амосова Л.П., Иванова Н.Л., Исаев М.В., Костомаров Д.С.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 4. С. 111–116.
- [6] *Jewell S.A., Taphouse T.S., Sambles J.R.* // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87. P. 021106(3).
- [7] *Васильев В.Н., Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 6. С. 96–100.
- [8] *Wu S.-T.* // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. P. 1836–1838.
- [9] *Nie X., Xianyu H., Lu R., Wu T.X.* // J. Disp. Technol. 2007. Vol. 3. P. 280–283.
- [10] *Галин И.Ф., Коншина Е.А.* Опт. Журн. 2011. Т. 78. № 6. С. 71–74.
- [11] *Kubono A., Kuokane Y., Akiyama R., Tanaka K.* // Appl. Phys. 2001. Vol. 90. P. 5859–5865.
- [12] *Коншина Е.А., Вакулин Д.А., Иванова Н.Л., Гавриш Е.О., Васильев В.Н.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 5. С. 66–70.
- [13] *Иванов А.В., Вакулин Д.А., Коншина Е.А.* // Опт. журн. 2014. Т. 81. № 3. С. 23–29.
- [14] *Kuo C.-W., Jeng S.-C., Wang H.-L., Liao C.-C.* // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91. N 14. P. 141103(3).
- [15] *Zhang T., Zhong C., Xu J.* // Jpn. J. of Appl. Phys. 2009. Vol. 48. N 5. P. 055002(6).
- [16] *Basu R.* // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103. N 24. P. 241906(4).
- [17] *Basu R., Garvey A.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. N 15. P. 151905.
- [18] *Nayek P., Karan S., Kundu S., Lee S.H., Gupta S.D., Roy S.K., Roy S.K.* // J. of Phys. D- Appl. Phys. 2012. Vol. 45. N 23. P. 235303(9).
- [19] *Konshina E.A., Galin I.F., Shcherbinin D.P., Gavrish E.O.* // Liq. Cryst. 2014. Vol. 41. N 9. P. 1229–1234.
- [20] *James R., Stojmenovic G., Desimpel C., Vermael S., Fernández F.A., Day S.E., Neyts K.* // J. of Display Technol. 2006. Vol. 2. N 3. P. 237–246.
- [21] *Mizusaki M., Miyashita T., Uchida T., Yamada Y., Ishii Y., Shigeaki Mizushima S.* // J. of Appl. Phys. 2007. Vol. 102. N 1. P. 014904(6).
- [22] *Chen H.Y., Yang K.X., Lin Z.Y.* // J. of Phys. D Appl. Phys. 2010. Vol. 43. N 31. P. 315103(5).
- [23] *Stewart I.W.* The static and dynamic continuum theory of liquid crystals. London: Taylor & Francis, 2004.
- [24] *Oseen C.W.* // Trans. Faraday Soc. 1933. Vol. 29. P. 883–899.
- [25] *Frank F.C.* // Discuss. Faraday Soc. 1958. Vol. 25. P. 19–28.
- [26] *Leslie F.M.* // Arch. Ration. Mech. Anal. 1968. Vol. 28. N 4. P. 265–283.
- [27] *Зеликман М.А., Эйдельман Е.Д.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 12. С. 105–110.
- [28] *Barnik M.I., Blinov L.M., Grebenkin M.F., Trufanov A.N.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1976. Vol. 37. P. 47–56.
- [29] *Barnik M.I., Blinov L.M., Grebenkin M.F., Pikin S.A., Chigrinov V.G.* // Phys. Lett. A. Vol. 51. N 3. P. 175–177.
- [30] *Rjuntsev E.I., Polushin S.G.* // Liq. Cryst. 1993. Vol. 13. N 5, P. 623–628.
- [31] *Щербинин Д.П., Коншина Е.А., Солодков Д.Е.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 16. С. 36–42.
- [32] *Захаров А.В., Цветкова М.Н., Корсаков В.Г.* // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 9. С. 1715–1720.
- [33] *Basu R., Iannacchione G.S.* // Phys. Rev. E. 2009. Vol. 80. P. 010701(4).