

Динамика движения доменных границ в сегнетоэлектрических жидких кристаллах в электрическом поле

© А.Л. Андреев, И.Н. Компанец, Т.Б. Андреева, Ю.П. Шумкина

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Москва, Россия

E-mail: kompan@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 15 января 2009 г.)

Рассмотрен процесс переориентации директора в жидких кристаллах смектического типа с сегнетоэлектрическими свойствами в случае, когда взаимодействие молекул жидкого кристалла с поверхностью приводит к частичной раскрутке геликоидальной структуры жидкого кристалла, а переориентация происходит за счет движения доменных границ. Определены зависимости скорости движения доменных границ от напряженности и частоты изменения электрического поля, граничных условий, спонтанной поляризации и вязкости жидкого кристалла. Показано, что увеличение частоты изменения электрического поля или полярной части энергии сцепления и спонтанной поляризации жидкого кристалла при неизменной частоте поля приводит к увеличению скорости движения доменных границ. Как следствие этого, время электрооптического отклика жидкого кристалла в слабых электрических полях (от 0.4 до 2 В/мкм) уменьшается более чем в 3 раза.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00785) и РАН (программа „Полифункциональные материалы для молекулярной электроники“).

PACS: 42.70.Df, 61.30.Eb, 77.80.Dj, 78.20.Jq

1. Введение

Нематические жидкие кристаллы (ЖК), широко используемые в настоящее время в электрооптических устройствах отображения информации, обеспечивают частоту модуляции света не более нескольких сотен герц. На один-два порядка быстрее модулируют свет ЖК смектического типа с сегнетоэлектрическими свойствами (СЖК). Как и в нематических ЖК, в них наблюдаются управляемые электрическим полем двулучепреломление и светорассеяние [1], оптическая бистабильность [2,3], но электрооптический эффект линейен по полю [4].

Отличительной особенностью всех смектических ЖК является периодическая упорядоченность центров масс молекул вдоль направления ориентации их длинных осей (директора) с периодом порядка длины молекул — так называемые смектические слои. Если молекулы зеркально-несимметричные (хиральные) и отклонены на некоторый угол Θ_0 от нормали к смектическим слоям, то в каждом слое существует единственный элемент симметрии — полярная ось второго порядка. Вдоль этой оси возможно существование спонтанной поляризации слоя P_S , если молекулы обладают дипольным моментом, перпендикулярным их длинным осям.

В отсутствие внешних воздействий полярные оси различных смектических слоев повернуты друг относительно друга — образуется геликоидальная „закрутка“ директора СЖК. В каждом слое положение директора определяется полярным углом Θ_0 и азимутальным углом φ , который изменяется от 0 до 2π на расстоянии, равном шагу геликоида p_0 (рис. 1, а, б).

Под действием электрического поля, приложенного параллельно смектическим слоям (вдоль координаты X),

вектор P_S во всех слоях ориентируется по направлению поля. Как следствие этого, геликоид раскручивается. При смене знака поля вектор P_S переориентируется на 180° , так что длинные оси молекул разворачиваются по конусу с раствором $2\Theta_0$, т.е. азимутальный угол ориентации директора φ изменяется на 180° .

Граничные условия позволяют ориентировать директор СЖК планарно (смектические слои ортогональны подложкам, рис. 1, а) или гомеотропно (смектические слои параллельны подложкам).

Переориентация директора, направление которого однозначно определяет главную оптическую ось эллипсоида показателей преломления СЖК, приводит к изменению угла между плоскостью поляризации падающего света (свет распространяется вдоль координаты X) и главной оптической осью эллипсоида, что означает модуляцию фазовой задержки между обыкновенным и необыкновенным лучами, или модуляцию интенсивности света, если электрооптическая ячейка находится между скрещенными поляроидами [4].

Далее рассматривается процесс переориентации директора в случае, когда взаимодействие молекул СЖК с поверхностью приводит к частичной раскрутке геликоидальной структуры, а переориентация происходит за счет движения доменных границ.

2. Движение доменных границ (теоретическое рассмотрение)

В случае, если шаг p_0 геликоида СЖК и толщина d электрооптической ячейки подобраны таким образом, что выполняется соотношение $K_\varphi q_0^2 \approx W_Q/d$ (здесь K_φ — модуль упругости, определяющий деформацию по

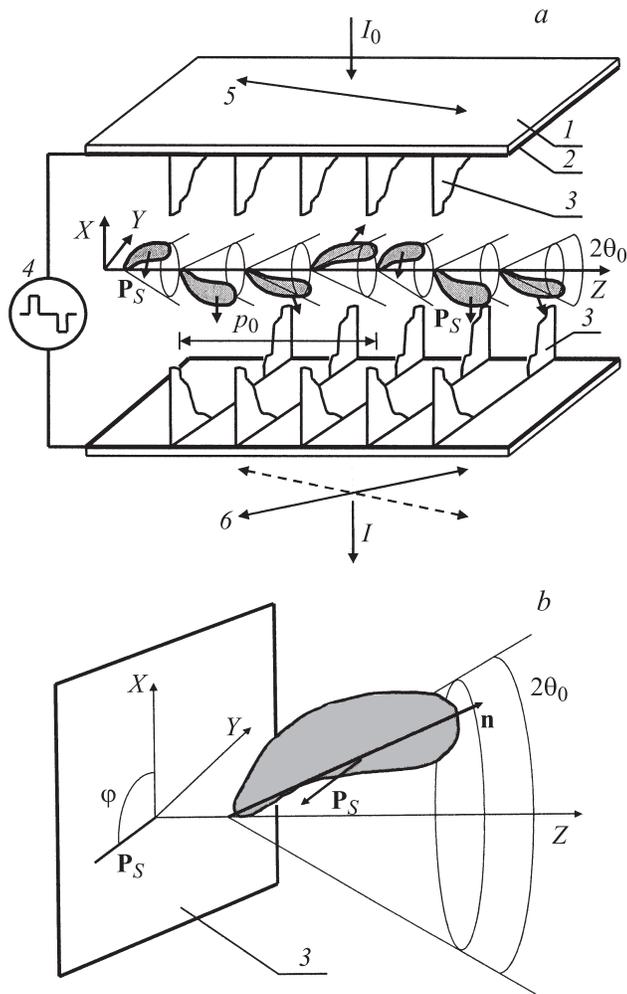


Рис. 1. Геликоидальный СЖК с планарной ориентацией директора в электрооптической ячейке (а) и взаимное расположение вектора спонтанной поляризации смектического слоя и директора СЖК (b). 1 — стеклянные подложки, 2 — прозрачные токопроводящие покрытия, 3 — смектические слои, 4 — генератор управляющего напряжения, 5 — поляризатор, 6 — анализатор. \mathbf{n} — директор СЖК, \mathbf{P}_S — вектор спонтанной поляризации, p_0 — шаг геликоида, Θ_0 — угол наклона молекул в смектических слоях, φ — азимутальный угол ориентации директора, I_0 и I — интенсивности падающего и прошедшего через электрооптическую ячейку светового излучения.

азимутальному углу φ ; $q_0 = 2\pi/p_0$ — волновой вектор геликоида; W_Q — квадратичный коэффициент энергии сцепления, т.е. энергия, необходимая для отклонения директора от положения равновесия, где его ориентация наиболее энергетически выгодна), взаимодействие молекул с поверхностью приводит к частичной раскрутке геликоида. Это означает, что шаг геликоида в электрооптической ячейке не изменяется, но азимутальный угол φ во всех смектических слоях становится близким к 0 или π . В результате СЖК разбивается на домены, период которых порядка $p_0/2$.

Когда директор СЖК ориентирован планарно (рис. 1, а), квадратичный коэффициент энергии сцепления $W_Q = 0.05 \text{ erg/cm}^2$. В этом случае для СЖК с шагом геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$ частичная раскрутка геликоидальной структуры происходит при толщине электрооптической ячейки $d = 1.3\text{--}1.5 \mu\text{m}$.

Если приложить электрическое поле \mathbf{E} перпендикулярно оси геликоида (вдоль координаты X на рис. 1, а), то дипольные моменты молекул СЖК будут стремиться расположиться вдоль направления поля, т.е. принять энергетически выгодную ориентацию. Домен, в котором дипольные моменты исходно расположены не по направлению поля, неустойчив. В силу этого в нем появляются области, в которых дипольные моменты молекул располагаются энергетически выгодно, а именно в тех смектических слоях, где изначально азимутальный угол φ имел максимальное отклонение от $\varphi = 0$ (или $\varphi = \pi$).

Развитие этого процесса приводит к образованию переходных доменов, т.е. участков, где некоторое количество дипольных моментов молекул расположено против направления поля, разделяющих области с ориентацией диполей по направлению поля. Переходные домены представляют собой связанное состояние двух 180° доменных стенок разных знаков. При достижении некоторого критического поля стенки начинают двигаться, причем стенки разного знака движутся в противоположных направлениях. Стенка движется таким образом, чтобы объем энергетически выгодного домена увеличивался за счет домена энергетически невыгодного.

В результате во всех смектических слоях азимутальный угол φ становится одинаковым и равным 0 или π в зависимости от направления поля, а вектор \mathbf{P}_S ориентирован по направлению поля. Инверсия знака электрического поля вновь индуцирует образование переходных доменов, и начинается процесс, аналогичный описанному выше.

С учетом энергии сцепления объемная плотность свободной энергии 180° доменной стенки в случае планарной ориентации директора (ось геликоида располагается вдоль координаты Z) может быть записана в следующем виде:

$$g = (K_\varphi/2)(d\varphi/dz)^2 \pm |\mathbf{P}_S||\mathbf{E}| \cos \varphi + (2W_Q/d) \sin^2 \varphi + (W_P/d)(1 - \cos \varphi), \quad (1)$$

где W_P — разность полярных коэффициентов энергии сцепления на верхней и нижней подложках.

Полярные граничные условия $W_P \neq 0$ предполагают, что углы между вектором \mathbf{P}_S и нормалью к поверхности на верхней и нижней подложках не совпадают. Полярная часть энергии сцепления (некомпенсированный поверхностный заряд) вызывает поляризацию СЖК в отсутствие электрического поля.

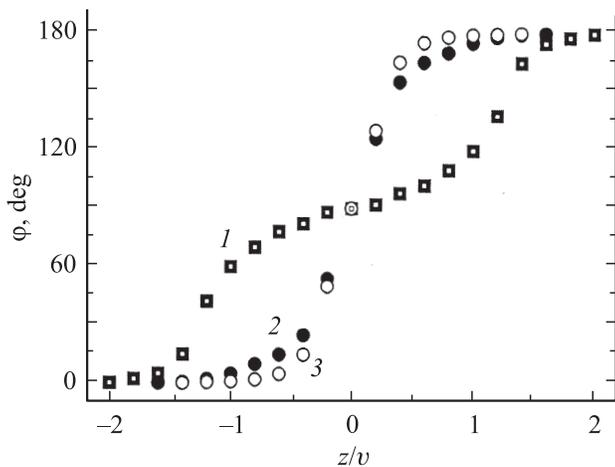


Рис. 2. Расчетные зависимости азимутального угла φ от параметра z/v для 180° доменной стенки при различной напряженности электрического поля. $E = 1$ (1), 2 (2) и $5 \text{ V}/\mu\text{m}$ (3). Спонтанная поляризация СЖК $P_S = 100 \text{ nC}/\text{cm}^2$. $W_Q = 0.05 \text{ erg}/\text{cm}^2$, $W_P = 0.04 \text{ erg}/\text{cm}^2$, $K_\varphi = 5 \cdot 10^{-2} \text{ N}$, $d = 1.5 \mu\text{m}$.

Минимизируя функционал (1), приходим к уравнению

$$K_\varphi(d^2\varphi/dz^2) = \pm |\mathbf{P}_S||\mathbf{E}| \sin \varphi + (2W_Q/d) \sin 2\varphi + (W_P/d) \sin \varphi. \quad (2)$$

Уравнения такого типа имеют точные решения, если ширина границы, разделяющей фазы, в которых вектор \mathbf{P}_S параллелен и антипараллелен внешнему полю \mathbf{E} , много меньше любого характерного размера слоя СЖК, например толщины электрооптической ячейки d [5]. Если центральную плоскость стенки выбрать в качестве плоскости $z = 0$ и положить, что $d\varphi/dz \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \pm\infty$, то решение уравнения (2), определяющее форму 180° стенки, имеет следующий вид:

$$\varphi = \arctg\left\{\exp\left[zv^{-1} + \operatorname{arsh}\left(4W_Q(P_S E d + W_P)^{-1}\right)^{1/2}\right]\right\} + \arctg\left\{\exp\left[zv^{-1} - \operatorname{arsh}\left(4W_Q(P_S E d + W_P)^{-1}\right)^{1/2}\right]\right\}, \quad (3)$$

где $v = [K_\varphi d(4W_Q + W_P + P_S E d)^{-1}]^{1/2}$. Основное изменение угла φ происходит на расстоянии $z = 2v$ (ширина доменной стенки).

В сильных полях угол φ непрерывно изменяется от 0 до π (рис. 2, кривые 2 и 3). При уменьшении напряженности поля ширина стенки увеличивается, но форма стенки не претерпевает существенных изменений. В слабых полях ($E < 2 \text{ V}/\mu\text{m}$) стенка дважды закручивается (изгибается) около $\varphi = \pi/2$ (рис. 2, кривая 1).

Зависимости $\varphi(z/v)$ рассчитаны для полярных граничных условий. Полярный коэффициент энергии сцепления $W_P = 0.04 \text{ erg}/\text{cm}^2$ измерен при экранировании прозрачного токопроводящего покрытия на одной из подложек электрооптической ячейки слоем диэлектрика

Al_2O_3 толщиной 70 nm . Для ячеек без диэлектрических покрытий $W_P = 0.015 \text{ erg}/\text{cm}^2$.

Если при движении форма 180° доменной стенки не отличается от первоначальной статической, и движение происходит с постоянной скоростью (стационарное движение), то в уравнении движения можно не учитывать эффективную массу стенки. В этом случае уравнение движения стенки вдоль координаты Z может быть записано в следующем виде [6]:

$$\gamma_\varphi(\partial\varphi/\partial t) = K_\varphi(\partial^2\varphi/\partial z^2) \pm |\mathbf{P}_S||\mathbf{E}| \sin \varphi + (2W_Q/d) \sin 2\varphi + (W_P/d) \sin \varphi, \quad (4)$$

где $K_\varphi(\partial^2\varphi/\partial z^2)$ и $\gamma_\varphi(\partial\varphi/\partial t)$ — упругий и вязкий моменты; γ_φ — коэффициент вращательной вязкости; $|\mathbf{P}_S||\mathbf{E}| \sin \varphi$ — момент сил, действующий на директор в электрическом поле, которое включается в момент времени $t = 0$.

Уравнение (4) имеет точное решение, если рассматривать доменную стенку как топологический солитон в предположении, что при $z = -\infty$ и $z = +\infty$ структура находится в основных, но разных состояниях: $\varphi(z = -\infty) = 0$ и $\varphi(z = +\infty) = \pi$. Решение уравнения (4) описывает движение солитона вдоль координаты Z со скоростью

$$v = \sqrt{\frac{K_\varphi d P_S E d + W_P}{2W_Q \gamma_\varphi d}}, \quad (5)$$

которая линейно зависит от напряженности электрического поля [6].

3. Динамическая перестройка структуры доменной стенки в переменном электрическом поле (экспериментальные результаты)

При некоторых условиях СЖК можно рассматривать как очень вязкую жидкость, которая в течение достаточно малых промежутков времени ведет себя как аморфное твердое тело, т.е. упруго деформируется. После прекращения деформации в СЖК остаются напряжения сдвига, которые затухают по истечении некоторого промежутка времени τ_m — времени максвелловской релаксации [7]. Если СЖК подвергается воздействию периодически изменяющегося с частотой f электрического поля, период изменения которого велик ($\tau_m f \ll 1$) по сравнению со временем релаксации, то СЖК ведет себя как жидкость с вязкостью γ_φ . Напротив, при больших частотах ($\tau_m f \gg 1$) СЖК будет вести себя как аморфное твердое тело.

Такие свойства СЖК можно одновременно характеризовать коэффициентом вращательной вязкости γ_φ и некоторым модулем сдвига μ . Характер процесса переориентации директора СЖК под действием переменного электрического поля зависит от того, какой

из двух диссипативных коэффициентов (вращательная или сдвиговая вязкость) преобладает. В промежуточном случае ($f \sim 1/\tau_m$) имеем $\gamma_\varphi \sim \mu\tau_m$ [7].

В случае, если диссипативный коэффициент — вращательная вязкость γ_φ , переориентация директора (изменение азимутального угла φ на 180°) происходит одновременно во всех смектических слоях СЖК (объемный режим переключения) с характерным временем $\tau_R \sim \gamma_\varphi/P_S E$, которое не зависит от частоты изменения поля [8]. Как следствие этого, в нашем случае время электрооптического отклика $\tau_{0.1-0.9}$ не зависит от частоты изменения электрического поля f , если частота не превышает 300 Hz (рис. 3, кривые 1 и 2). В этом интервале контрастное отношение и светопропускание электрооптической ячейки также не зависят от частоты (рис. 3, кривая 3).

Изменение канала диссипации энергии в процессе переориентации директора СЖК, когда время переориентации начинает определяться сдвиговой вязкостью, приводит к сильной частотной зависимости времени $\tau_{0.1-0.9}$ при любой напряженности электрического поля (рис. 3, кривые 1 и 2). Это означает, что изменяется характер движения директора в объеме СЖК — переориентация директора происходит за счет движения доменных границ. В этом случае время $\tau_{0.1-0.9}$ определяется скоростью движения доменных границ. Переход в эту моду сопровождается ростом контрастного отношения (рис. 3, кривая 3) и светопропускания электрооптической ячейки.

В электрооптической моде, где переориентация директора происходит за счет движения доменных границ (частота изменения поля свыше 300 Hz), в слабых полях ($E < 1.5 \text{ V}/\mu\text{m}$) обратное время электрооптического отклика $1/\tau_{0.1-0.9}$, пропорциональное скорости движения доменных границ v , линейно зависит от напряженности

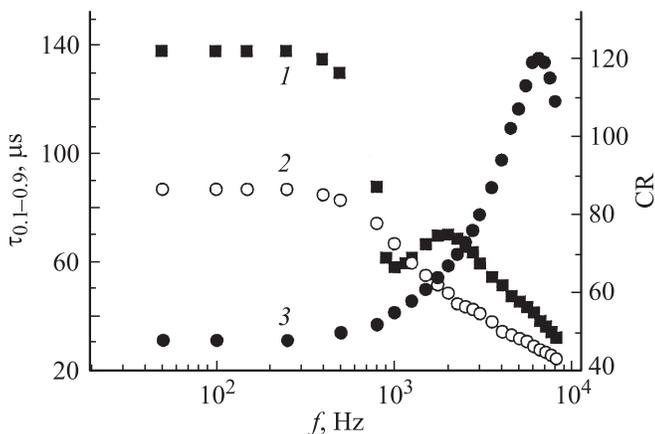


Рис. 3. Частотные зависимости времени электрооптического отклика $\tau_{0.1-0.9}$ (1, 2) и контрастного отношения CR (3) для электрооптической ячейки толщиной $d = 1.3 \mu\text{m}$ без диэлектрических покрытий при различной напряженности электрического поля. $E = 2$ (1) и $3 \text{ V}/\mu\text{m}$ (2, 3). Шаг геликоида СЖК $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 80 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.55 \text{ P}$. Управляющее напряжение — меандр.

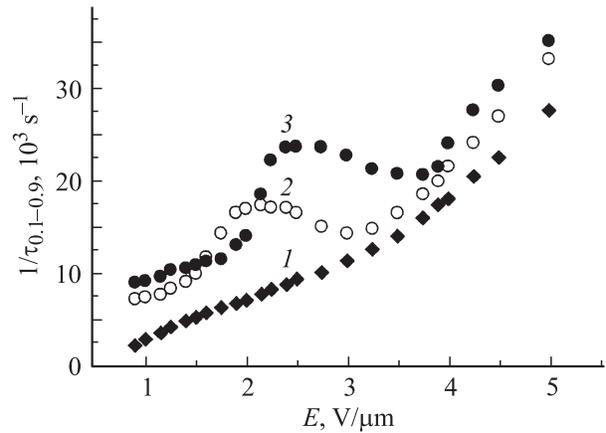


Рис. 4. Полевые зависимости обратного времени электрооптического отклика для СЖК-ячейки без диэлектрических покрытий при различных частотах управляющего напряжения (меандр). $f = 0.15$ (1), 1 (2) и 2.5 kHz (3), $d = 1.3 \mu\text{m}$. Шаг геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 80 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.55 \text{ P}$.

поля (рис. 4, кривые 2 и 3), что соответствует трансляционному смещению доменной стенки без изменения ее структуры (см. (5)).

Увеличение напряженности электрического поля приводит к росту скорости движения доменных границ и соответственно резкому росту обратного времени $1/\tau_{0.1-0.9}$, а увеличение частоты изменения электрического поля смещает максимум зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$ в область более высоких значений поля (рис. 4, кривые 2 и 3).

Изменение характера зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$ означает, что воздействие высокочастотного поля нарушает регулярную прецессию вектора \mathbf{P}_S . Это приводит к динамической перестройке структуры доменной стенки, а именно к возбуждению изгибных колебаний. Как следствие, возрастает электрический момент в направлении движения и соответственно скорость движения стенки. Изменение структуры обуславливает инерционные свойства доменной стенки при нестационарном движении, т. е. ее эффективную массу.

4. Динамика движения доменных границ в случае полярных граничных условий

Взаимодействие молекул СЖК с поверхностью препятствует движению доменных границ и вызывает перестройку структуры доменной стенки. В случае полярных граничных условий взаимодействие молекул с поверхностью приводит к возникновению связанных зарядов, а следовательно, и электрического поля, что энергетически невыгодно. Электрическое поле может быть компенсировано перераспределением заряда на границе, что вызывает образование поверхностных доменов, или переориентацией доменных стенок таким образом, что-

бы разность векторов \mathbf{P}_S в соседних доменах не имела составляющей, перпендикулярной стенке [9,10].

Влияние полярной части энергии сцепления (коэффициент $W_P \neq 0$) вызывает поляризацию структуры СЖК, что приводит к деформации (частичной раскрутке) геликоида, и возникновение переходных доменов в отсутствие электрического поля. С другой стороны, согласно соотношению (5), скорость движения доменных границ прямо пропорциональна полярному коэффициенту энергии сцепления W_P .

Как отмечено выше, при экранировании прозрачного токопроводящего покрытия на одной из подложек электрооптической ячейки слоем диэлектрика коэффициент W_P увеличивается практически в 3 раза. В результате этого обратное время $1/\tau_{0.1-0.9}$ электрооптического отклика ячейки возрастает более чем в 3 раза уже при частоте изменения поля порядка 200 Hz (рис. 5).

В случае полярных граничных условий при напряженности электрического поля порядка $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ происходит перестройка структуры доменной стенки (рис. 2, кривая 1). Возбуждение изгибных колебаний (стенка дважды закручивается около $\varphi = \pi/2$) приводит к увеличению площади стенки S и соответственно силы $F = 2P_S E S$ [11], вызывающей ее движение. Как следствие этого, скорость движения доменных границ возрастает.

Уменьшению обратного времени $1/\tau_{0.1-0.9}$ при напряженности электрического поля выше $1.5 \text{ V}/\mu\text{m}$ (рис. 5, кривая 2) соответствует переход к регулярной прецессии вектора \mathbf{P}_S . В этом случае угол φ изменяется непрерывно от 0 до π , что сопровождается уменьшением площади стенки (рис. 2, кривая 2) и обуславливает ее инерционные свойства.

Все приведенные выше результаты получены для электрооптических ячеек с планарной ориентацией

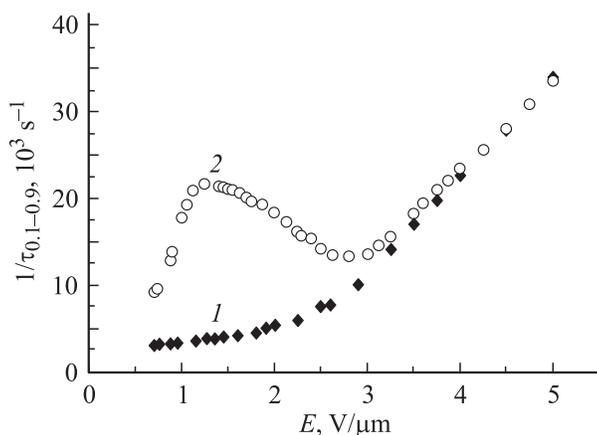


Рис. 5. Полевые зависимости обратного времени электрооптического отклика для СЖК-ячеек толщиной $1.3 \mu\text{m}$ без диэлектрических покрытий (1) и с диэлектрическим покрытием на одной подложке (2). Шаг геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 80 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.55 \text{ P}$. Частота управляющего напряжения $f = 200 \text{ Hz}$.

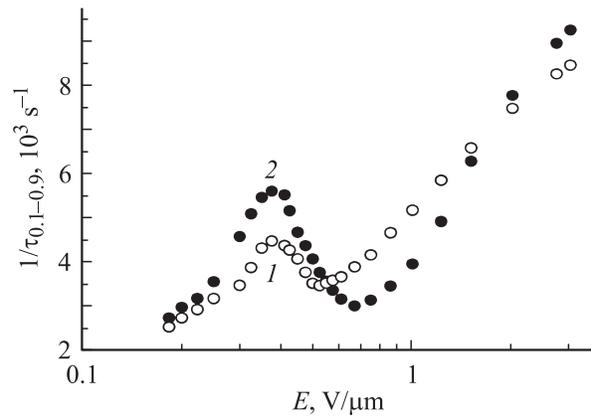


Рис. 6. Полевые зависимости обратного времени электрооптического отклика для СЖК-ячеек толщиной $2 \mu\text{m}$ при гомеотропной ориентации директора. 1 — СЖК с шагом геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 80 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.55 \text{ P}$; 2 — СЖК с шагом геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 150 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.7 \text{ P}$. Частота управляющего напряжения $f = 100 \text{ Hz}$.

директора. При гомеотропной ориентации (поперечный электрооптический эффект) ось геликоида располагается ортогонально подложкам (вдоль координаты X на рис. 1), а электрическое поле прикладывается параллельно смектическим слоям (вдоль координаты Z) с помощью встречно-штыревой системы электродов, расположенной на одной из подложек (на второй подложке какие-либо покрытия отсутствуют). В этом случае полярный коэффициент энергии сцепления $W_P = 0.03 \text{ erg}/\text{cm}^2$, а квадратичный коэффициент энергии сцепления $W_Q = 0.013 \text{ erg}/\text{cm}^2$ (для сравнения при планарной ориентации $W_Q = 0.05 \text{ erg}/\text{cm}^2$).

Следствием слабого взаимодействия молекул СЖК с поверхностью и полярных граничных условий является уменьшение частоты и напряженности электрического поля, при воздействии которого начинается процесс переориентации директора за счет движения доменных границ. Так, максимум зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$ появляется при частоте изменения поля 100 Hz и напряженности порядка $0.4 \text{ V}/\mu\text{m}$ (рис. 6).

Увеличение спонтанной поляризации при неизменном шаге геликоида СЖК приводит к возрастанию обратного времени электрооптического отклика на нелинейном участке зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$. При этом напряженность поля, соответствующая максимуму зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$, не изменяется (рис. 6).

5. Заключение

В работе рассмотрен процесс переориентации директора СЖК в переменном электрическом поле при условии, что взаимодействие молекул СЖК с поверхностью вызывает деформацию (частичную раскрутку) геликоидальной структуры, а переориентация происходит за счет движения доменных границ.

Теоретически рассмотрено влияние полярной части энергии сцепления молекул СЖК с поверхностью на скорость движения доменных границ и форму 180° доменной стенки.

Впервые экспериментально показано, что скорость движения доменных границ зависит от частоты изменения электрического поля, граничных условий и спонтанной поляризации СЖК. Рассмотрен характер процесса переориентации директора СЖК под действием переменного электрического поля в зависимости от того, какой из двух диссипативных коэффициентов (вращательная или сдвиговая вязкость) преобладает. Показано, что реполяризация (переориентация директора) СЖК может происходить как сразу во всем объеме, так и путем движения ориентационных перегибов (солитонов). В последнем случае, когда время переориентации директора СЖК определяется сдвиговой вязкостью, имеет место сильная частотная зависимость времени электрооптического отклика при любой напряженности электрического поля.

Рассмотрено влияние взаимодействия молекул СЖК с поверхностью на скорость движения доменных границ при планарной и гомеотропной ориентации директора. Следствием слабого взаимодействия молекул с поверхностью является уменьшение частоты и напряженности электрического поля, при котором начинается процесс переориентации директора за счет движения доменных границ.

Экспериментально показано, что увеличение частоты изменения поля или полярной части энергии сцепления и спонтанной поляризации СЖК при неизменной частоте приводит к росту скорости движения доменных границ. Как следствие этого, время электрооптического отклика СЖК в слабых электрических полях (от 0.4 до $2 \text{ V}/\mu\text{m}$) уменьшается более чем в 3 раза.

Полученные результаты имеют практическое значение. Как известно, в жидкокристаллических дисплеях с активной матрицей тонкопленочных транзисторов электрическое напряжение, прикладываемое к слою нематического жидкого кристалла, не превышает несколько вольт, при этом время электрооптического отклика составляет несколько миллисекунд. В рассмотренном случае при толщине слоя СЖК порядка $1.3 \mu\text{m}$ и напряженности поля $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ время электрооптического отклика составляет всего $50\text{--}70 \mu\text{s}$ (рис. 5, кривая 2), что почти на два порядка меньше, чем у нематических ЖК.

Авторы выражают признательность С.А. Шевченко за помощь в проведении измерений и благодарят РФФИ РАН за поддержку работы.

Список литературы

- [1] А.Л. Андреев, Ю.П. Бобылев, И.Н. Компанец, Е.П. Пожидаев, Т.Б. Федосенкова, В.М. Шошин, Ю.П. Шумкина. Опт. журн. **72**, 9, 58 (2005).
- [2] N.A. Clark, S.T. Lagerwall. Appl. Phys. Lett. **36**, 899 (1980).

- [3] A. Andreev, I. Kompanets, E. Pozhidaev, A. Zerrouk. Proc. SPIE **4511**, 82 (2001).
- [4] V.G. Chigrinov. Liquid crystal devices: physics and applications. Artech House, London (1999). P. 119.
- [5] А.М. Косевич, А.С. Ковалев. Введение в нелинейную физическую механику. Наук. думка, Киев (1988). С. 150.
- [6] A. Andreev, E. Pozhidaev, T. Fedosenkova, I. Kompanets, Yu. Shumkina. Proc. SPIE **6637**, 74 (2007).
- [7] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Наука, М. (1987). С. 188.
- [8] M.A. Handschy, N.A. Clark, S.T. Lagerwall. Phys. Rev. Lett. **51**, 471 (1983).
- [9] J.E. Maclennan, N.A. Clark, M.A. Handschy. Solitons in liquid crystals / Eds L. Lam, J. Prost. Springer, N.Y. (1999). P. 151.
- [10] I. Abdulhalim, G. Moddel, N.A. Clark. J. Appl. Phys. **76**, 2, 820 (1994).
- [11] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1977). С. 36.