

## ПОЛИДОМЕННАЯ И МОНОДОМЕННАЯ СТРУКТУРЫ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА, ОГРАНИЧЕННОГО ШЕРОХОВАТЫМИ АНИЗОТРОПНЫМИ ПОГРАНИЧНЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

А. В. Кузнецов, А. А. Жукович-Гордеева, Н. А. Смирнов, Е. П. Пожидаев

*Измерены параметр шероховатости  $Rz$  и анизотропия свободной поверхностной энергии (АСПЭ) натёртого полимерного слоя (ориентанта), ограничивающего сегнетоэлектрический смектический  $S^*$  жидкий кристалл ( $S^*$  ЖК) в жидкокристаллических ячейках. Впервые измерены зависимости АСПЭ и  $Rz$  от толщины  $L$  слоя ориентанта. Впервые введено понятие анизотропии свободной энергии (АСЭ) шероховатого слоя поверхности ориентанта. Измерена зависимость АСЭ шероховатого слоя ориентанта от его толщины. Экспериментально показано, что трансформация полидоменной структуры  $S^*$  ЖК в жидкокристаллических ячейках в монодоменную структуру происходит как пороговый переход, когда величина АСЭ шероховатого слоя ориентанта превышает некоторое критическое значение.*

**Ключевые слова:** шероховатость, анизотропия, сегнетоэлектрический смектический  $S^*$  жидкий кристалл, полидоменная и монодоменная структуры.

*Введение.* Хиральные смектические  $S^*$  сегнетоэлектрические жидкие кристаллы ( $S^*$  ЖК) [1] являются электрооптическими средами перспективных устройств отображения [2, 3] и обработки [4] информации. Интерес к практическому использованию  $S^*$  ЖК в фотонных устройствах обусловлен тем, что время их электрооптического отклика (от единиц до десятков микросекунд) на два-три порядка меньше, чем у нематических жидких кристаллов (НЖК), используемых в дисплейной промышленности в настоящее время.

Имманентным свойством  $C^*ЖК$  является возможность существования разнообразных пространственных неоднородностей: геликоидальной закрутки [1], разломов смектических слоёв, называемых шевронными дефектами [5], сегнетоэлектрических доменов [6], конфокальных доменов и упругих доменов [7]. Оптическим проявлением пространственных неоднородностей является наблюдаемая в поляризационном микроскопе полидоменная структура, зависящая, в частности, от параметров двуосного поверхностного потенциала, описывающего энергию сцепления  $C^*ЖК$  с анизотропными пограничными поверхностями [8]. Тем не менее, монодоменная структура  $C^*ЖК$  может быть получена. Это достигается благодаря сочетанию методов материаловедения  $C^*ЖК$  и методов обеспечения больших значений величины АСПЭ ориентантов (до  $5 \text{ мДж/м}^2$ ) [8–12].

В данной работе впервые исследовано влияние как шероховатости поверхности полимерного ориентанта, так и анизотропии его свободной поверхностной энергии, на трансформацию полидоменной структуры  $C^*ЖК$  в монодоменную. Экспериментально показано, что определяющим параметром этой трансформации является величина анизотропии свободной энергии (АСЭ) шероховатого слоя поверхности ориентанта. Этот параметр трансформации введён в данной работе с целью количественного описания влияния шероховатости ориентантов на оптическое качество жидкокристаллических ячеек (ЖКЯ). Необходимость введения упомянутого параметра вызвана тем, что энергия сцепления, которая часто используется для описания оптического качества ЖКЯ, не определена для шероховатой поверхности в том смысле, что параметры шероховатости не входят в формулы, определяющие поверхностный потенциал [8].

*Объекты исследования.* Объектами исследования являлись ЖКЯ (рис. 1(а)), заполненные негеликоидальным  $C^*ЖК$  [8, 9], в качестве которого выбран разработанный ранее авторами в ФИАН им. П. Н. Лебедева сегнетоэлектрический жидкий кристалл FLC-497, оптические параметры которого детально исследованы [13]. Подробное описание физико-химических принципов создания негеликоидальных  $C^*ЖК$ , являющихся многокомпонентными смесями ахиральной смектической  $C$  матрицы и двух хиральных соединений с одинаковыми знаками спонтанной поляризации, но с противоположными знаками закрутки, приведено в работе [8]. Толщина  $d$  слоя негеликоидального  $C^*ЖК$  FLC-497 во всех ячейках была одинаковой и составляла  $6.1 \text{ мкм}$ . Для изготовления ячеек использовались стеклянные подложки, покрытые прозрачным электропроводящим слоем оксида индия-олова (ITO). Шероховатость  $Rz$  (определяемая в паспорте использованного в экспериментах атомно-силового микроскопа как средняя по сканируемой площади высота пиков на поверхности) была одинаковой для всех поверхностей ITO,

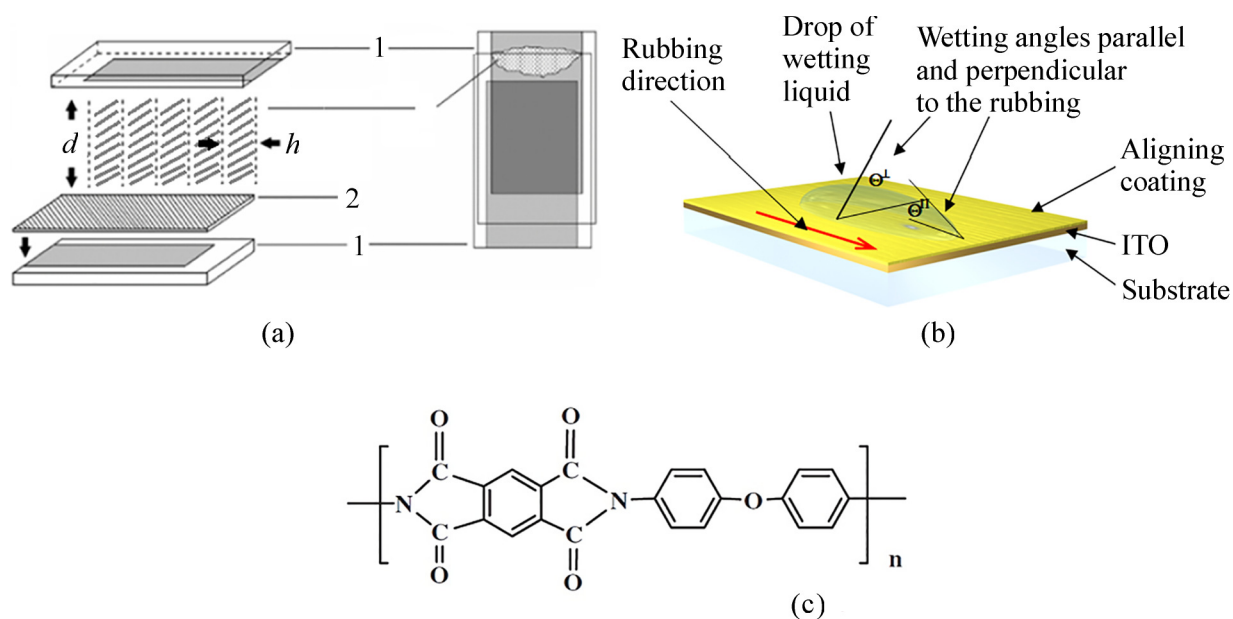


Рис. 1: (а) схема сборки жидкокристаллической ячейки: 1 – стеклянная подложка, покрытая слоем ИТО, 2 – слой полимерного покрытия (ориентанта) на подложках, 3 – жидкий кристалл;  $d$  – толщина слоя смектического  $C^*$  жидкого кристалла ( $C^*$  ЖК);  $h$  – толщина смектического слоя; (б) иллюстрация анизотропии формы капли смачивающей жидкости на натёртой поверхности ориентанта; (в) структурная формула ПМДА-ОДА.

около 15 нм. На поверхности ИТО наносились полимерные покрытия на основе полипиромеллитового диангирида (ПМДА) и 4,4'-оксианилина (ОДА), см. рис. 1(в). Нанесение покрытий производилось методом центрифугирования раствора ПМДА-ОДА в диметилформамиде, при скорости вращения вала центрифуги 3000 оборотов в минуту.

Толщина покрытий варьировалась за счёт изменения концентрации ПМДА-ОДА в диметилформамиде при использовании десяти растворов с концентрациями (в весовых процентах): 0.1, 0.2, 0.25, 0.5, 0.7, 1.0, 1.3, 1.5, 1.6, 1.7. Имидизация пре-полимерных покрытий на ИТО проводилась при температуре 290 °С в течение часа, перед этим покрытия просушивались 40 минут при температуре 180 °С для удаления растворителя.

После имиdизации покрытия однонаправленно натирались батистом; производилось 150 движений натирочной колодки при постоянном давлении на покрытия. После натирания свободная поверхностная энергия покрытия становится анизотропной, что проявляется в различии углов смачивания  $\Theta^{\parallel}$  и  $\Theta^{\perp}$  вдоль и поперёк направления натирания, (рис. 1(б)). Полимерные покрытия на поверхности ИТО, обладающие анизотропией сво-

бодной поверхностной энергии (АСПЭ), традиционно называются ориентантами. При сборке ЖКЯ в соответствии со схемой рис. 1(а) слой ориентанта наносился только на одну из подложек, поверх ИТО, а вторая подложка была покрыта только слоем ИТО. При таких асимметричных граничных условиях оптическое качество ЖКЯ на основе С\*ЖК гораздо лучше, чем при симметричных граничных условиях [12], что прямо противоположно условиям достижения наилучшего оптического качества НЖК-ячеек.

*Методы исследования.* Параметр шероховатости  $Rz$  поверхностей ИТО и ориентантов измерялся атомно-силовым микроскопом (АСМ) марки Certus Standard V. Обработка и визуализация результатов измерений выполнялись в программной среде Gwyddion. В паспорте АСМ указано, что погрешность измерения параметра  $Rz$  не превышает 0.1 ангстрема<sup>1</sup>. Результаты исследования шероховатости иллюстрируются рис. 2(а) и 2(б).

Атомно-силовая микроскопия позволяет также измерить толщину  $L$  слоя ПМДА-ОДА на поверхности ИТО, что иллюстрирует рис. 2(в). Для этих измерений полимерное покрытие процарапывается кантилевером АСМ. Положение царапины на рис. 2(в) показано сплошной вертикальной линией синего цвета. Можно видеть, что толщина слоя ПМДА-ОДА в приведённом примере составляет около 20 нанометров.

Краевые углы смачивания  $\Theta^{\parallel}$  и  $\Theta^{\perp}$  исследуемых поверхностей калиброванными тестовыми жидкостями (глицерином и  $\alpha$ -бромнафталином) измерялись по классической методике проецирования капли на экран. Для расчётов свободных поверхностных энергий использована система уравнений Оуэнса-Вендта [14], представленная соотношениями (1):

$$\begin{cases} 1 + \cos \Theta^{\parallel} = \frac{2\sqrt{\gamma_{s\parallel}^D * \gamma_{lv}^D}}{\gamma_{lv}} + \frac{2\sqrt{\gamma_{s\parallel}^P * \gamma_{lv}^P}}{\gamma_{lv}}; \\ 1 + \cos \Theta^{\perp} = \frac{2\sqrt{\gamma_{s\perp}^D * \gamma_{lv}^D}}{\gamma_{lv}} + \frac{2\sqrt{\gamma_{s\perp}^P * \gamma_{lv}^P}}{\gamma_{lv}}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\gamma_{s\parallel,\perp}^D$ ,  $\gamma_{s\parallel,\perp}^P$  – это искомые дисперсионные и полярные составляющие свободной поверхностной энергии (СПЭ) полимерной поверхности параллельно и перпендикулярно направлению натирания, соответственно. Известные из классической работы Кинлоха [15] дисперсионная и полярная составляющие СПЭ обеих тестовых жидкостей обозначены, соответственно, как  $\gamma_{lv}^D$  и  $\gamma_{lv}^P$ , а  $\gamma_{lv} = \gamma_{lv}^D + \gamma_{lv}^P$ .

<sup>1</sup>Сводная таблица основных параметров автоматизированного сканирующего зондового микроскопа Certus Standard V (<http://www.nanoscantech.ru/ru/products/SPM/SPM-150.html>) [Дата обращения к источнику: 3.02.2023 г.].

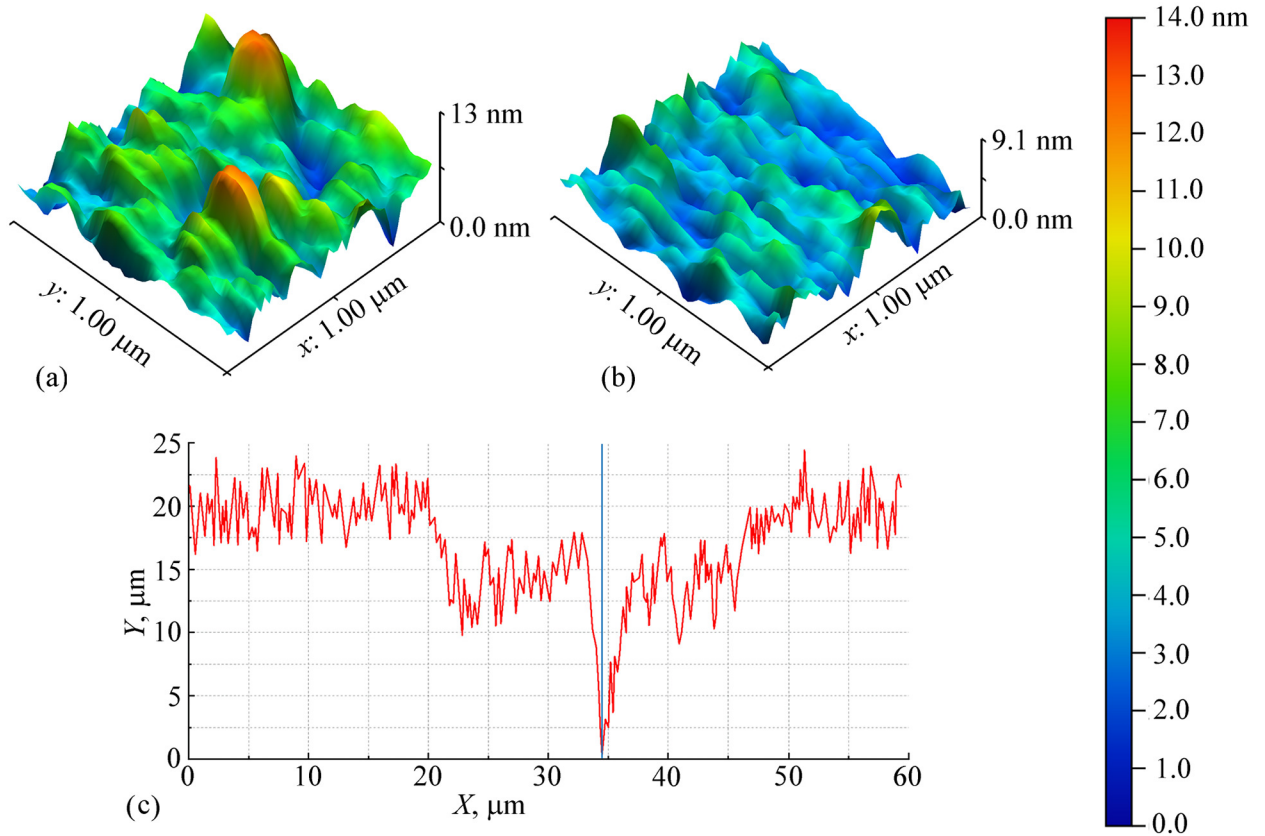


Рис. 2: Сканы АСМ на площади поверхности  $1 \text{ мкм} \times 1 \text{ мкм}$ : (а) поверхность ИТО без покрытия полимерным слоем; (б) поверхность ИТО, покрытая слоем ПМДА-ОДА методом центрифугирования его раствора (1.7 вес.%) в диметилформамиде. Шероховатость поверхностей после имидизации оценивается по цветовой шкале, размещённой в правой части рисунка; по осям  $x, y$  расстояние в микрометрах, по оси  $z$  (обозначена цветовой шкалой справа) высота рельефа в нанометрах; (в) иллюстрация метода измерения толщины  $L$  слоя ПМДА-ОДА на поверхности ИТО методом процарапывания полимерного слоя кантилевером. Слой ПМДА-ОДА нанесён на поверхность ИТО из его однопроцентного раствора в диметилформамиде.

Отметим, что значения  $\gamma_{s_{\parallel,\perp}}^D$  и  $\gamma_{s_{\parallel,\perp}}^P$  вычислялись из уравнений (1) отдельно для каждого из значений  $\Theta^{\parallel}$  и  $\Theta^{\perp}$ , измеренных при смачивании полимерных поверхностей как глицерином, так и  $\alpha$ -бромнафталином. Суммарная СПЭ как вдоль, так и поперёк направления натирания, является суммой полярной и дисперсионной частей [14]:

$$\gamma_{s_{\parallel,\perp}} = \gamma_{s_{\parallel,\perp}}^P + \gamma_{s_{\parallel,\perp}}^D. \quad (2)$$

Расчет величины  $\Delta\gamma$  анизотропии свободной поверхностной энергии ориентанта выполнялся по формуле:

$$\Delta\gamma = \gamma_{s\parallel} - \gamma_{s\perp}. \quad (3)$$

Применимость соотношений (1) для измерений СПЭ при смачивании шероховатой поверхности изотропными жидкостями зависит от коэффициента шероховатости  $r$ , который определяется как отношение реальной площади поверхности  $S_{\text{real}}$  к видимой площади  $S_{\text{vis}}$  (т. е. ее проекции на горизонтальную плоскость) [16]:

$$r = \frac{S_{\text{real}}}{S_{\text{vis}}}. \quad (4)$$

Согласно теории Венцеля [16], краевой угол смачивания  $\Theta_B$  на шероховатых поверхностях связан с углом смачивания  $\Theta$  на плоских поверхностях соотношением:

$$\cos \Theta_B = r \cos \Theta. \quad (5)$$

В наших экспериментах значение  $r$  всегда было близко к 1. Для самого тонкого слоя ориентанта  $r = 1.0018$ , а для самого толстого  $r = 1.002$ . Следовательно, с точки зрения смачиваемости изотропными жидкостями исследованные нами поверхности близки к геометрически однородным, поэтому  $\Theta_B \approx \Theta$ , а для расчета краевого угла смачивания и СПЭ можно использовать соотношение (1) Оуэнса–Вендта.

Переход от полидоменной к монодоменной структуре слоя С\*ЖК при увеличении толщины слоя ориентанта в жидкокристаллической ячейке визуально наблюдался и фотографировался с помощью поляризационного микроскопа POLAM-P211, в фокальной плоскости которого находился слой С\*ЖК в жидкокристаллической ячейке. Для количественной оценки этого процесса на место окуляра микроскопа ставился фотоэлектронный умножитель ФЭУ-62, область спектральной чувствительности которого совпадает с таковой для глаза человека. Электрическое напряжение к слою С\*ЖК не прикладывалось.

Количественная оценка основана на известной зависимости светопропускания  $T$  одноосного кристалла, расположенного между скрещенными поляризатором и анализатором, от угла  $\beta$  между плоскостью поляризации падающего света и оптической осью кристалла. Эта зависимость для монохроматического света с длиной волны  $\lambda$ , падающего перпендикулярно к оптической оси монодоменного кристалла (в пренебрежении френелевскими отражениями и светорассеянием), имеет вид [17]:

$$T = \sin^2 2\beta * \sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2}; \quad (6)$$

где  $\Delta\Phi = \frac{2\pi d\Delta n}{\lambda}$  это фазовый сдвиг между обыкновенным и необыкновенным лучами, а  $\Delta n$  – показатель двулучепреломления. Очевидно, что в рассматриваемом идеальном случае минимальное светопропускание  $T_{\min}^{\beta=0} = 0$  наблюдается при  $\beta = 0$ , а максимальное  $T_{\max}^{\beta=45^\circ}$  при  $\beta = 45^\circ$ , если  $\Delta\Phi \neq 0$ . Отметим, что в наших экспериментах всегда соблюдалось условие  $\Delta\Phi = 3\pi$  для  $\lambda = 632.8$  нм, что на данной длине волны обеспечивало выполнение условия  $T_{\max}^{\beta=45^\circ} = 1$ .

В случае идеального монодоменного кристалла величина отношения

$$CR = \frac{T_{\max}^{\beta=45^\circ}}{T_{\min}^{\beta=0}} \quad (7)$$

должна стремиться к бесконечности, что не наблюдается в эксперименте вследствие деполяризации излучения из-за светорассеяния на границах раздела, дислокациях и локальных дефектах структуры. Для реального монодоменного С\*ЖК с дислокациями и случайными дефектами структуры  $CR = 10^2 - 10^3$  [12, 13]. Для полидоменного кристалла  $CR = 1$ , так как в различных доменах наблюдаются любые значения угла  $\beta$  от 0 до  $2\pi$ .

В качестве количественного критерия перехода от полидоменной к монодоменной структуре в данной работе принимается изменение величины  $CR$  от  $CR = 1$  до  $CR > 10^2$ . Условие  $\beta = 0$  во всех экспериментах означает, что направление натирания полимерного покрытия находится в плоскости поляризации падающего света.

*Результаты и их обсуждение.* В эксперименте варьировались только толщина ориентанта  $L$ , при увеличении которой от нуля до 34 нм шероховатость  $Rz$  его поверхности уменьшалась от 14.7 нм до 8.2 нм, а анизотропия свободной поверхностной энергии (АСПЭ)  $\Delta\gamma$  при неизменной процедуре натирания возрастала от нуля до 3.3 мДж/м<sup>2</sup> (рис. 3). Кроме того, при возрастании  $L$  происходил переход от островкового слоя ориентанта к сплошному (что фиксировалось методами АСМ, как в работах [18, 19]), который проявлялся в изломе зависимости  $Rz(L)$  при толщине слоя ориентанта около 20 нм, помеченной на рис. 3 пунктирной стрелкой. Эти изменения в параметрах ориентанта привели к трансформации полидоменной структуры С\*ЖК в монодоменную, что иллюстрируется рис. 4.

Для выбора энергетического параметра трансформации полидоменной структуры в монодоменную отметим, что при любой толщине ориентанта его поверхность остаётся шероховатой (см. рис. 2(а) и 2(б)), причём величина  $Rz$  во всех случаях гораздо больше толщины  $h \cong 3$  нм смектического слоя С\*ЖК (рис. 1(а)) и диаметра молекул (около 0.5 нм) [20]. Следовательно, взаимодействие С\*ЖК с анизотропной поверхно-

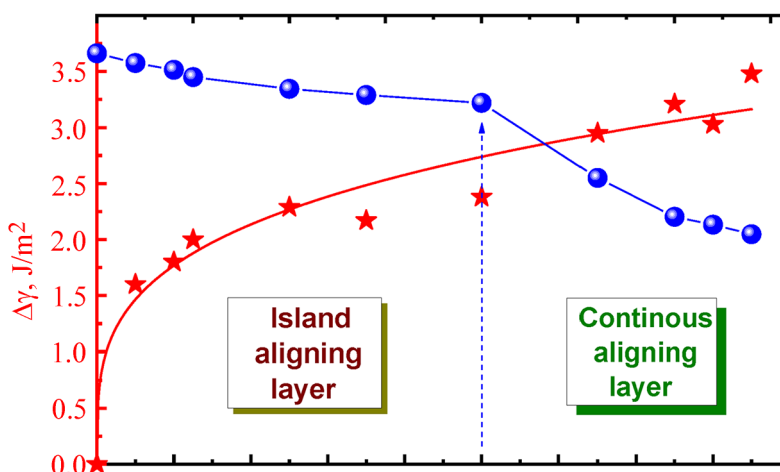


Рис. 3: Зависимости величины  $Rz$  поверхности ориентанта (шарики) и анизотропии свободной поверхностной энергии  $\Delta\gamma$  ориентанта (звездочки) от толщины  $L$  слоя ПМДА-ОДА, которая задавалась концентрацией  $C$  ПМДА-ОДА в диметилформамиде. Излом зависимости  $Rz(L)$  происходит при переходе от островкового слоя ориентанта к сплошному.

стью ориентанта происходит не в некой воображаемой идеальной плоскости раздела, для которой только и определён поверхностный потенциал [8], а во всём объёме шероховатого слоя. Приведенное сравнение указывает на бессмысленность использования поверхностного потенциала и соответствующей ему энергии сцепления для анализа влияния шероховатости ориентанта на оптическое качество слоя С\*ЖК. С другой стороны, нет оснований использовать для тех же целей популярную среди физиков, но никем не подтверждённую экспериментально теоретическую модель Берремана [21], согласно которой ориентация жидких кристаллов происходит благодаря регулярному рельефу на поверхности ориентанта, возникающему при натирании. В реальности воображаемый рельеф не возникает, о чём свидетельствуют результаты атомно-силовой (рис. 2) и поляризационной (рис. 4) микроскопии. Формирование АСПЭ, как доказано [12], происходит на молекулярном уровне.

Предположим, что величина анизотропии свободной энергии (АСЭ) шероховатого слоя, которую в первом приближении, на уровне размерной оценки можно охарактеризовать параметром  $\Delta\gamma/Rz$ , определяет условия трансформации полидоменной структуры в монодоменную. Для экспериментальной оценки допустимости такого предположения результаты измерений рассмотренных выше параметров структуры слоя



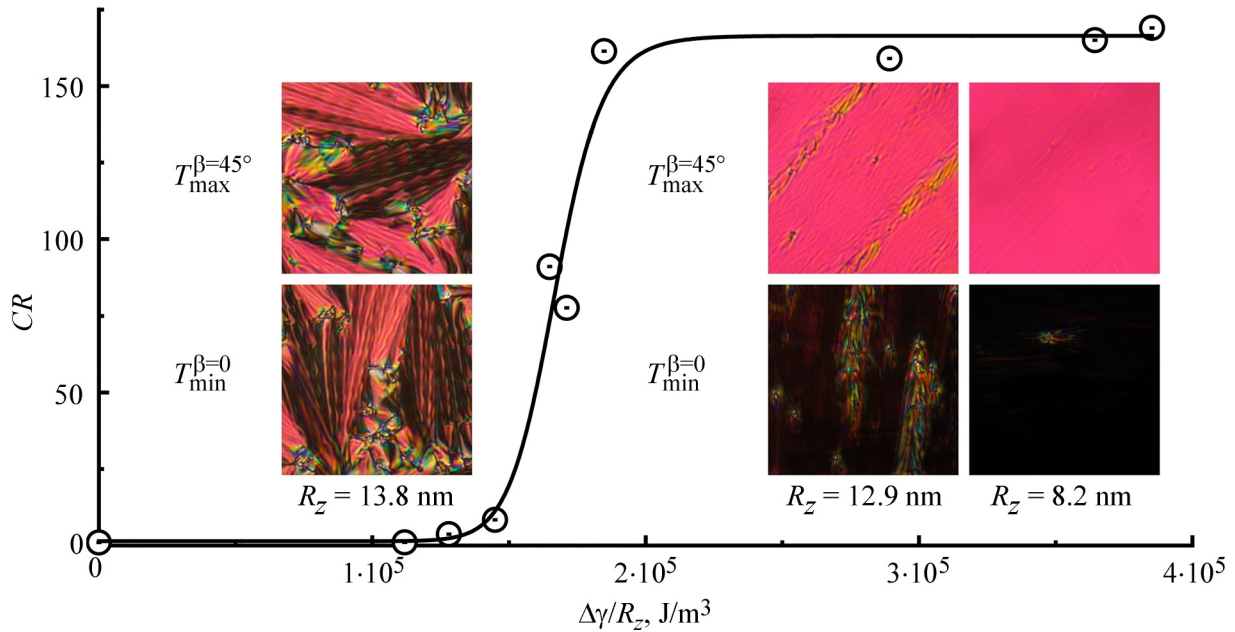


Рис. 4: Зависимость контрастного отношения  $CR$  жидкокристаллических ячеек, заполненных  $C^*$  ЖК FLC-497, толщина слоя которого для всех ячеек составляла  $6.1 \mu\text{m}$ , от параметра  $\Delta\gamma/Rz$  шероховатого слоя полимерного ориентанта ПМДА-ОДА. Все измерения выполнены при температуре  $23^\circ\text{C}$ . На вставках фотографии текстур слоев  $C^*$  ЖК при различных значениях  $Rz$  ориентанта, размер изображений  $100 \times 100 \mu\text{m}$ .

$C^*$ ЖК в жидкокристаллических ячейках представлены на рис. 4 в виде зависимости  $CR(\Delta\gamma/Rz)$ , иллюстрирующей пороговый характер трансформации полидоменной структуры в монодоменную. Эта трансформация характеризуется резким возрастанием величины  $CR$  от единицы до 170 (рис. 4) и происходит при увеличении толщины  $L$  слоя ориентанта от 5 нм до 20 нм, в чём можно убедиться, сопоставив рис. 3 и 4 по параметру  $\Delta\gamma/Rz$ . В указанном диапазоне изменения значений  $L$  величина  $Rz$  уменьшается от 13.8 нм до 12.9 нм, а величина  $\Delta\gamma$  возрастает от  $2.0 \text{ мДж/м}^2$  до  $2.4 \text{ мДж/м}^2$  (рис. 3). Соответственно, параметр  $\Delta\gamma/Rz$ , рассматриваемый нами как оценка величины АСЭ шероховатого слоя ориентанта, увеличивается от  $1.45 \cdot 10^5 \text{ Дж/м}^3$  до  $1.85 \cdot 10^5 \text{ Дж/м}^3$ . По порядку величины указанные значения величин  $\Delta\gamma/Rz$  сравнимы с типичными значениями свободной энергии смектической  $C^*$  фазы [22]. Это сравнение позволяет сделать предположение о возможной причине пороговой трансформации из полидоменной в монодоменную структуру как о следствии нарушения баланса между АСЭ шероховатого слоя ориентанта и свободной энергией  $C^*$ ЖК, по крайней мере, в объёме шероховато-

го слоя. Однако же, интерпретация этого экспериментального результата выходит за рамки краткого сообщения, поскольку требует серьёзных исследований как экспериментальных, так и теоретических.

*Заключение.* Экспериментально показано, что трансформация полидоменной структуры сегнетоэлектрического смектического  $C^*$  жидкого кристалла в жидкокристаллических ячейках в монодоменную структуру происходит как пороговый переход, когда величина анизотропии свободной энергии шероховатого слоя ориентанта превышает некоторое критическое значение. Тем самым предложен новый физический принцип управления оптическим качеством сегнетоэлектрических смектиков  $C^*$  в жидкокристаллических ячейках.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ), проект № 20-02-00746 А.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R. B. Meyer, L. Liebert, L. Strzelecki, P. Keller, Journal de Physique Lettres, Edp sciences **36**, 69 (1975). <https://doi.org/10.1051/jphyslet:0197500360306900>.
- [2] E. Pozhidaev, V. Chigrinov, A. Murauski, et al., Journal of the SID **20**, 273 (2012). <https://doi.org/10.1889/JSID20.5.273>.
- [3] Y.-S. Zhang, C.-Y. Liu, A. V. Emelyanenko, J.-H. Liu, Adv. Funct. Mater. **28**, 1706994 (2018). <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adfm.201706994>.
- [4] S. P. Kotova, E. P. Pozhidaev, S. A. Samagin, et al., Opt. Laser. Technol. **135**, 106711 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2020.106711>.
- [5] T. P. Rieker, N. A. Clark, G. S. Smith, et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2658 (1987). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2658>.
- [6] E. P. Pozhidaev, V. G. Chigrinov, Crystallogr. Rep. **51**, 1030 (2006). <https://doi.org/10.1134/S1063774506060149>.
- [7] V. P. Vorflusev, Yu. P. Panarin, S. A. Pikin, V. G. Chigrinov, Liquid Crystals **14**, 1055 (1993). <https://doi.org/10.1080/02678299308027813>.
- [8] A. Kaznacheev, E. Pozhidaev, V. Rudyk, et al., Phys. Rev. E **97**, 042703 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.97.042703>.
- [9] Л. А. Береснев, В. А. Байкалов, Л. М. Блинов, Е. П. Пожидаев, Письма в ЖЭТФ **33**(10), 553 (1981).

- [10] A. Mochizuki, M. Hirose, M. Nakatsuka, *Ferroelectrics* **113**, 353 (1991). <https://doi.org/10.1080/00150199108014073>.
- [11] Q. Guo, Z. Brodzeli, E. P. Pozhidaev, et al., *Optics Letters* **37**(12), 2343 (2012). DOI: 10.1364/OL.37.002343.
- [12] E. Pozhidaev, V. Chigrinov, D. Huang, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 5440 (2004). <https://hdl.handle.net/1783.1/21953>.
- [13] E. Pozhidaev, V. Chigrinov, X. Li, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 875 (2006). DOI: 10.1143/JJAP.45.875.
- [14] D. K. Owens, R. C. Wendt, *J. Appl. Polym. Sci.* **13**, 1741 (1969). <https://doi.org/10.1002/app.1969.070130815>.
- [15] A. J. Kinloch, *Adhesion and Adhesives: Science and Technology*. Publisher: Chapman and Hall, ISBN: 0-412-27440-X (1987). <http://www.springer.com/us/book/9780412274404>.
- [16] R. N. Wenzel, *Ind. Eng. Chem.* **28**(8), 988 (1936). <https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ie50320a024>.
- [17] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics* (Cambridge: Cambridge, University Press, 1999). <https://doi.org/10.1017/CBO9781139644181>.
- [18] D. D. Huang, E. P. Pozhidaev, V. G. Chigrinov, et al., *Displays* **25**(1), 21 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.displa.2004.04.003>.
- [19] E. P. Pozhidaev, V. G. Chigrinov, Yu. P. Bobilev, et al., *Journal of the SID* **14**(7), 633 (2006). <https://doi.org/10.1889/1.2235695>.
- [20] E. P. Pozhidaev, S. I. Torgova, V. A. Barbashov, et al., *Applied Physics Letters* **106**, 062904 (2015). <http://dx.doi.org/10.1063/1.4908152>.
- [21] D. W. Berreman, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **23**, 215 (1973). <https://doi.org/10.1080/15421407308083374>.
- [22] E. P. Pozhidaev, L. M. Blinov, L. A. Beresnev, V. V. Belyaev, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **124**(1), 359 (1985). <https://doi.org/10.1080/00268948508079488>.

Поступила в редакцию 16 октября 2023 г.

После доработки 30 марта 2023 г.

Принята к публикации 31 марта 2023 г.