

УДК 532.783

А. А. Кудрейко¹, В. Сонг²

МЕЖСЛОЕВЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СТРУКТУРЕ СМЕКТИКОВ C*

¹Башкирский государственный медицинский университет,

ул. Ленина, д. 3, 450008 Уфа, Россия. E-mail: akudreyko@bashgmu.ru

²Shanghai University of Engineering Science, China, 201620, Shanghai, Long Teng Road, 333

Теоретически исследован механизм формирования искажения поля директора (направления наиболее вероятной ориентации длинных осей молекул) сегнетоэлектрического жидкого кристалла в перпендикулярном к слоям направлении. Причиной появления искажений в поле директора может служить неоднородное поле деполяризации в этом же направлении. Неоднородность поля деполяризации может быть индуцирована поверхностями. Для этого азимутальный угол директора сегнетоэлектрического жидкого кристалла данного слоя был представлен как сумма функции профиля директора в перпендикулярном подложкам направлении и некоторой поправки, которая зависит от положения монослоя. Описание структуры сегнетоэлектрической фазы смектика C в направлении, перпендикулярном подложкам, проводилось с использованием континуальной теории, а описание поведения директора в перпендикулярном слоям направлении выполнено с помощью дискретного подхода. Показано, что при отсутствии в модели введенной поправки рассматриваемая свободная энергия сводится к свободной энергии поверхностно-стабилизированного сегнетоэлектрического жидкого кристалла. Минимизация свободной энергии по представленной поправке приводит к ее итерационной зависимости. Искомые поправки были вычислены для каждого смектического слоя рассматриваемой структуры. Результаты вычислений показывают, что в таких ячейках могут возникать спиральные структуры конечных размеров. Их возникновение может объяснять существование различных субфаз сегнетоэлектрических жидких кристаллов.*

Ключевые слова: сегнетоэлектрические жидкие кристаллы, уравнение Эйлера-Лагранжа, поле деполяризации, спиральные структуры.

DOI: 10.18083/LCAppl.2020.2.69

A. A. Kudreyko¹, W. Song²

INTERLAYER INTERACTIONS IN SMECTIC C* STRUCTURE

¹Bashkir State Medical University, 3 Lenina St., Ufa, 45008, Russia. E-mail: akudreyko@bashgmu.ru

²Shanghai University of Engineering Science, China, 201620, Shanghai, Long Teng Road, 333

Distortion formation mechanism of the director field (the most probable orientation of long molecular axes) of ferroelectric liquid crystals was theoretically investigated. We assumed that director distortions were formed in the perpendicular direction to the layered structure. A reason for appearance of director distortions can be a non-uniform depolarization field in the same direction. Such non-uniformity of the depolarization field can be induced by surfaces. In particular, we represent the director's azimuthal angle of each layer as the sum of the profile director function in the perpendicular direction to the substrates and a certain additive correction term, which depends on the monolayer position. The structure of ferroelectric liquid crystal in smectic C phase in the direction*

perpendicular to the substrates was described by using the continuum theory. A discrete approach was applied to describe the director's behavior in the direction perpendicular to the layered structure. It was shown that when the additive correction term is absent in the model, the free energy is equal to the free energy of the surface-stabilized ferroelectric liquid crystal. Minimization of the free energy with respect to the additive correction term leads to the iterative dependence of the additive correction term for the adjoining layers. The unknown additive correction terms for each smectic layer of the studied layered structure were calculated. The calculation results show that finite length helical structures can occur in such cells. Their appearance can be used to explain the existence of various sub-phases of ferroelectric liquid crystals.

Key words: *ferroelectric liquid crystals, Euler-Lagrange equation, depolarization field, helical structures.*

Введение

Исследования сегнетоэлектрических жидких кристаллов (СЖК) в смектической фазе C^* (SmC^*) последнего десятилетия имеют тенденцию к изучению эффектов, возникающих в ограниченном пространстве [1–6]. Отчасти это связано с тем, что до сих пор полностью не реализованы в коммерческих устройствах многочисленные достоинства СЖК в сравнении с нематическими жидкими кристаллами.

Как известно, основная часть молекулы СЖК, имеющая анизометрическую форму, расположена в центре слоя, а ее периферийные стороны расположены вблизи поверхности монослоя [7]. Центры масс молекул расположены в плоскопараллельных слоях, а направление наиболее вероятной ориентации длинных осей молекул характеризуется единичным вектором директора \mathbf{n} . Длинные оси молекул отклонены на угол θ от нормали к слою. Проекцию вектора \mathbf{n} на плоскость смектического слоя называют c -директором. Характерной особенностью СЖК является наличие у молекул дипольного момента, в результате чего возникает спонтанная поляризация \mathbf{P}_s , направление которой однозначно определяется соображениями симметрии [8]. c -директоры соседних слоев СЖК могут быть параллельны друг другу или сильно закручены друг относительно друга. В результате возникают спиральная структура директора и спонтанной поляризации. В этом случае начинают проявляться диполь-дипольные, флексоэлектрические и упругие межслоевые взаимодействия [9], формируя различные субфазы СЖК (например, SmC^*_{α} , SmC^*_{β} и др.). Следовательно, понимание формирования такого полиморфизма смектической фазы непосредственно связано с возможностями создания материалов с перенастраиваемой структурой на основе самоорганизующихся молекул.

Сложность и разнообразие последовательности фаз в спиральных СЖК приводит к многообразию физических эффектов. К настоящему времени экспериментально изучены диэлектрические свойства ряда субфаз SmC^* в переменном электрическом поле [10]. Показано, что межслоевые взаимодействия в электрическом поле можно рассматривать как причину перехода между субфазами SmC^* [11]. В работе [12] показано, что континуальный подход к межслоевым взаимодействиям не позволяет исчерпывающе объяснить раскрутку спирального СЖК. На примере субфазы SmC^*_{α} ранее было показано, что процесс раскрутки спирали геликоида слабым внешним электрическим полем приводит к практически одинаковым значениям шага спирали при дискретном и континуальном подходах [13]. Достоинством дискретной феноменологической модели является то, что она способна описывать скачкообразные изменения шага спирали геликоида СЖК. Соответственно, к недостатку дискретного подхода можно отнести его ограниченность применения в сильных электрических полях. Дискретный подход к описанию поведения c -директора СЖК, находящегося между неоднородными поверхностями, остается менее изученным.

Целью данной работы является теоретическое описание формирования спиральных структур в СЖК при разных степенях неоднородности поверхности. Для этого будет рассмотрено искажение поля деполяризации в направлении, перпендикулярном слоевым структурам.

Модель дискретного c -директора

Рассмотрим случай, когда тонкий слой СЖК находится между двумя подложками при постоянной температуре. В этом случае СЖК появляется в поверхностно-стабилизированной структуре [14].

Наша модельная ячейка в отсутствии внешнего электрического поля и при постоянной температуре представляет идеализированную систему, в которой смектические слои перпендикулярны подложкам

(рис. 1). В силу взаимодействия молекул SmC^* с поверхностью азимутальный угол директора φ не будет однородным вдоль оси x . В направлении координатной оси y угол φ будем считать постоянным.

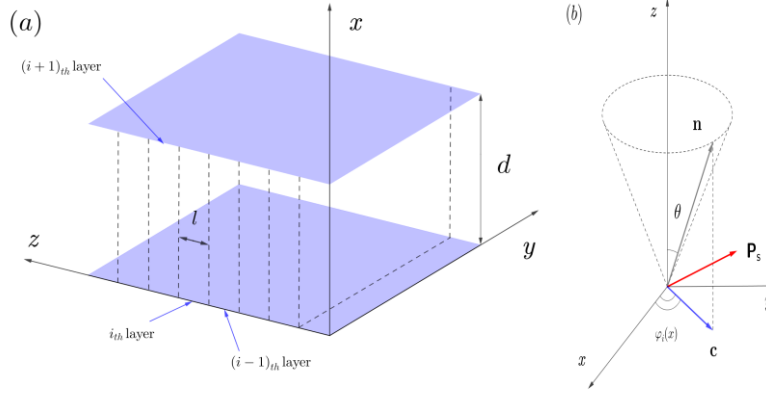


Рис. 1. Слойная структура SmC^* (a) и ориентация директора в i -м смектическом слое (b). Каждый слой обладает электрической поляризацией, перпендикулярной плоскости наклона молекул

Fig. 1. Layered structure of SmC^* phase (a) and director orientation in the i^{th} layer (b). Each layer possesses spontaneous electric polarization, which is perpendicular to a molecule tilt plane

Допустим возникновение вариабельности азимутального угла в направлении оси z . Причиной ее возникновения может являться неоднородная зависимость $\varphi(x)$, в результате чего возникает неоднородное поле деполяризации [15]. Это поле воздействует не только на смектические слои, но и на взаимодействие между ними. Покажем, что в СЖК с типичными параметрами могут возникать спиральные структуры.

Коноскопические исследования SmC^* показывают, что для описания поведения c -директора можно применять дискретный подход [16]. Пусть ориентация директора, расположенного в смектическом слое i на расстоянии x от нижней подложки, будет определяться функцией: $\varphi = \varphi_i(x)$, где $i = 1, \dots, N$. Будем полагать, что число смектических слоев, которые формируют рассматриваемую систему, намного больше единицы, т. е. $N \gg 1$. Необходимость данного предположения будет понятна ниже.

В силу неоднородности поля директора вдоль координатной оси x , в смектических слоях возникает так называемое поле деполяризации. Естественнo полагать, что такие внутренние электрические поля взаимодействуют с дипольными моментами молекул, что в конечном счете должно внести вклад в плотность свободной энергии.

Полагая, что угол поворота c -директора между соседними смектическими слоями можно рассчитать как разность $\varphi_{i+1} - \varphi_i$ при $i = 1, \dots, N$, не зависящую от координаты x . Тогда значение азимутального угла $\varphi_i(x)$ можно представить в виде:

$$\varphi_i(x) = \varphi(x) + \phi_i, \quad i = 1, \dots, N, \quad (1)$$

где $\varphi(x)$ – функция профиля c -директора в монослое, а ϕ_i – поправка для слоя i , возникающая в силу действия поля деполяризации. Число N зависит от свойств поверхности, и мы будем полагать, что оно сопоставимо с количеством монослоев в спиральной структуре СЖК. Физический смысл поправки ϕ_i будет раскрыт ниже. Отметим, что функция $\varphi(x)$ не меняется при переходе от слоя к слою.

Поскольку каждый смектический слой i взаимодействует с соседними слоями $(i-1)$ и $(i+1)$, то этот факт можно учесть, записав объемную плотность свободной энергии межслоевого взаимодействия:

$$f_{il} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N [U_{i-1,i}(\delta_{i-1}) + U_{i,i+1}(\delta_i)], \quad (2)$$

где слагаемые $U_{i-1,i}(\delta_{i-1})$ и $U_{i,i+1}(\delta_i)$ – это объемные плотности энергий упругости между слоями c

указанными индексами, аббревиатура il означает межслоевой (*interlayer*), а $\delta_i = \varphi_{i+1} - \varphi_i$ – угол между c -директорами соседних смектических слоев. Полагая, что взаимодействия между всеми слоями одинаковы, слагаемые выражения (2) при небольших углах наклона молекул θ можно представить в виде:

$$U_{i,i+1} = \frac{2K\theta^2}{l^2} \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi'_i}{2} \right),$$

где l – толщина смектического слоя ($\approx 4 \cdot 10^{-9}$ м), $\Delta\varphi'_i = \delta_i - \varphi_0$, здесь φ_0 – угол между соседними c -директорами при отсутствии электрического поля деполяризации. Полагая, что вблизи синклинного упорядочивания величина $\Delta\varphi'_i$ достаточно мала, объемную плотность энергии упругости между соседними слоями можно записать в виде:

$$U_{i,i+1} \approx k_\theta \left(\frac{\Delta\varphi'_i}{2} \right)^2, \quad (3)$$

где $k_\theta = 2K\theta^2/l^2$ [12].

При постановке задачи о нахождении численной последовательности $\{\phi_i\}_{i=1}^N$ с учетом поля деполяризации и межслоевого взаимодействия (3), исходим из выражения свободной энергии СЖК с учетом толщины ячейки

$$F = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \int_0^d \left[K \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + k_\theta (\delta_i - \varphi_0)^2 + \frac{P_s^2}{\varepsilon_0} \cos^2 \varphi_i(x) \right] dx, \quad (4)$$

где ε_0 – электрическая постоянная. Обратим внимание, что при записи выражения (4) мы полагали, что энергии межслоевого взаимодействия одинаковы, т. е. $U_{i-1,i} = U_{i,i+1}$. Первые два слагаемых в выражении (4) – это соответственно внутрислоевая и межслоевая плотность энергии упругости. Третье слагаемое представляет собой вклад энергии деполяризации СЖК. На первый взгляд может показаться, что угол δ_i не должен меняться при переходе от слоя к слою, что соответствует поверхностно-стабилизированной структуре. Однако учет поля деполяризации в дальнейшем покажет, что значение δ_i зависит от δ_{i-1} предыдущего слоя.

Подстановка выражения (1) в формулу (4) позволяет разделить слагаемые в свободной энергии F на внутрислоевые (без индексов) и межслоевые (с индексами). При достаточно большом числе слоев в структуре (т. е. $N \gg 1$), слагаемые, содержащие множители $\sin[2\varphi(x)]$ и $\sin(2\phi_i)$, будут

близки к нулю по абсолютному значению. С учетом этого упрощения свободную энергию можно представить в виде:

$$F = Nf_{ml} + f_{il}d, \quad (5)$$

где

$$f_{ml} = \frac{1}{2} \int_0^d \left[K \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \frac{P_s^2}{\varepsilon_0} \sin^2 \varphi(x) \right] dx. \quad (6)$$

Аббревиатура ml в формулах (5) и (6) означает монослой (*monolayer*). Объемная плотность энергии межслоевого взаимодействия примет уже иной вид:

$$f_{il} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \left[k_\theta (\Delta\varphi'_i)^2 + \frac{G_\varphi P_s^2}{\varepsilon_0 d} \cos^2 \phi_i \right]. \quad (7)$$

Коэффициент G_φ в выражении (7) можно вычислить следующим образом:

$$G_\varphi = \int_0^d \cos[2\varphi(x)] dx. \quad (8)$$

Общий анализ уравнения (5) показывает, что при отсутствии спирали в структуре (т. е. когда $\phi_i = 0$), свободная энергия (4) запишется в известном виде [17, 18]:

$$F = \frac{1}{2} \int_0^d \left[K \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \frac{P_s^2}{\varepsilon_0} \cos^2 \varphi(x) \right] dx.$$

Минимизация функционала (5) по поправке ϕ_i приводит к следующему итерационному соотношению:

$$\delta_{i+1} = \delta_i - b \sin 2\phi_i, \quad (9)$$

которое решает задачу вычисления угла между c -директорами слоев $(i+2)$ и $(i+1)$ по ранее вычисленному углу между слоями с индексами $(i+1)$ и i . Безразмерный параметр b в формуле (9) можно вычислить с помощью соотношения:

$$b = \frac{G_\varphi P_s^2}{2\varepsilon_0 k_\theta d}. \quad (10)$$

Решение уравнения (9) требует вычисления подходящих начальных значений для δ_1 и ϕ_1 . Параметр b можно вычислить, зная функцию $\varphi(x)$, характерные величины ячейки и СЖК-материала. Естественно полагать, что $\delta_1 = \varphi_0$. Ключевым в решении поставленной задачи является нахождение значения ϕ_1 . Его можно вычислить, если минимизировать свободную энергию межслоевого взаимо-

действия (7), которая содержит один безразмерный параметр b . Таким образом, очевиден смысл параметра ϕ_1 – при заданном значении δ_1 плотность свободной энергии f_{il} обращается в минимум.

Результаты и их обсуждение

Анализ выражения (9) показывает, что при малых значениях параметра b в системе могут возникнуть периодические возмущения, которые могут быть описаны при помощи последовательности $\{\phi_i\}_{i=1}^N$. В расчетах мы ограничим максимальное значение ϕ_i углом 2π , а системе компьютерной алгебры дадим команду присвоить индексу i снова значение 1.

Согласно первому слагаемому выражения (7) искажение спирали связано с увеличением межслоевой энергии упругости и с изменением деполяризации системы, которое учитывает второе слагаемое. Поскольку $(\delta_i - \phi_0)^2$ всегда больше нуля, то смысл первого слагаемого в формуле (7) – это мера неоднородности распределения азимутального угла $\phi_i(x)$ в каждом следующем смектическом слое.

Физический смысл второго слагаемого в формуле (7) более сложен, чем первого. Очевидно, что слагаемое имеет минимум при $\phi_1 = \pi/2$. Можно ожидать, что энергия деполяризации оказывает сильное влияние на зависимость f_{il} от ϕ_1 , что приводит к изменению положений минимумов энергии при достаточно больших значениях N . В частности, оно приводит к изменению положений минимумов энергии f_{il} .

Для численной оценки последовательности значений ϕ_i будем использовать параметры соединения CS-1025 (Chisso): $P_s = 1,64 \cdot 10^{-4}$ Кл·м⁻², $\theta = 21^\circ$, $l = 4 \cdot 10^{-9}$ м, $K = 10^{-11}$ Н [19]. Вычисление коэффициента G_ϕ требует знания функции $\phi(x)$. При достаточно сильном сцеплении молекул с ориентирующими поверхностями и при малых толщинах слоя ЖК распределение поля директора почти однородное, а результирующая поляризация становится отличной от нуля [20]. Можно считать, что $\phi(x)$ практически везде будет равно π . Тогда формула (8) приводит к равенству: $G_\phi = d$. Расчет по формуле (10) дает значение $b = 9,04 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, становится возможным вычислить последовательность (9). Зависимости конфигурации поправок ϕ_i (при $\phi_1 = 0$) от положения смектического слоя $I = 1$ изображены на рис. 2. Значения поправок ϕ_i следует отсчитывать от вертикальной оси по часовой стрелке.

Поправки ϕ_i , определяемые последовательностью (9), рассчитаны для двух значений слоев в структуре: $N = 100$ и 450. Видно, что при достаточно малом значении δ_1 зависимость $\phi_i(i)$ достаточно равномерная (рис. 2, а). Вычисляемая поправка к азимутальному углу директора СЖК равномерно и монотонно увеличивается от слоя к слою при малых значениях δ_1 . Сам c -директор проворачивается на угол 2π . При еще большем уменьшении δ_1 поправка ϕ_i нелинейно зависит от количества слоев в структуре. Раскрутка спирали становится неравномерной (рис. 2, б).

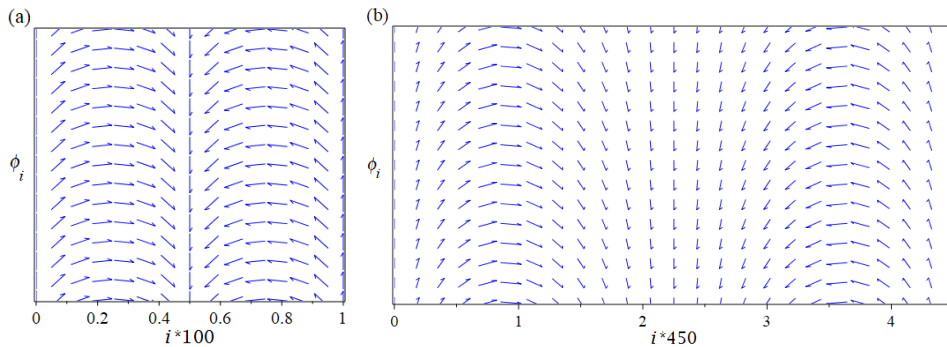


Рис. 2. Зависимости поправок к азимутальному углу ϕ_i от позиции c -директора (вдоль оси z) в смектических слоях СЖК при $\{\phi_i\}_{i=1}^{100}$ (а) и $\{\phi_i\}_{i=1}^{450}$ (б)

Fig. 2. Dependencies of the additive correction of the azimuthal angle ϕ_i versus the c -director position (along z -axis) in smectic layers at $\{\phi_i\}_{i=1}^{100}$ (а) and $\{\phi_i\}_{i=1}^{450}$ (б)

Таким образом, при уменьшении угла между соседними c -директорами δ_1 равномерность возрастания поправки ϕ_i исчезает, при этом возникают искажения в спиральной структуре.

Заключение

В данной работе была предложена модель поведения азимутального угла директора в ячейке СЖК с поверхностно-индуцируемыми неоднородностями. Теоретически показано, что неоднородное поле деполяризации в перпендикулярном слоям направлении приводит к возникновению спиральных структур, период которых зависит от характерных параметров неоднородностей. Для этого рассмотрен дискретный подход к описанию изменения азимутального угла в направлении оси z . Прямое следствие полученного результата должно являться локальное изменение диэлектрической и магнитной анизотропии СЖК.

Сделанные нами вычисления были выполнены при простейших предположениях о структуре СЖК: ряд деталей (точная зависимость $\varphi(x)$, параметры поверхности, допустимая наклонность к подложкам смектических слоев и др.) авторами не были приняты во внимание в связи с многочисленностью параметров задачи. Предложенная модель межслоевого взаимодействия с использованием дискретного подхода не должна выполняться для всех СЖК. Задачей данной работы являлось предложить механизм формирования некоторых субфаз SmC^* , например смектика C^*_a .

Список литературы / References

1. Dierking I., Mitov M., Osipov M. A. Smectic layer instabilities in liquid crystals. *Soft Matter*, 2015, **11** (5), 819–838. DOI: 10.1039/C4SM02505A.
2. Kaznacheev A.V., Pozhidaev E.P. Effect of boundary surfaces on the effective dielectric susceptibility of the helical structure of a ferroelectric liquid crystal. *J. Exp. Theor. Phys.*, 2015, **121**, 355–361. DOI: 10.1134/S1063776115080099.
3. Logbo H.P., Gagou Y., Dabrowski R., Zurowska M., Mettout B. Dielectric behaviour and dechiralization lines dynamics of a pure Smectic- C^* in confined geometry: onset of mesoscopic ferroelectricity. *Liq. Cryst.*, 2016, **43** (5), 639–648. DOI: 10.1080/02678292.2015.1131856.
4. Kumar S., Gangwar L.K., Choudhary A., Singh S.P., Biradar A.M. Ferroelectric ordering at interface of paraelectric phase of liquid crystal and solid substrate in confined geometry. *Appl. Surf. Sci.*, 2019, **496**, 143695.
5. Song W., Kudreyko A., Migranov N.G. Surface effects in the model of polymer-stabilized ferroelectric liquid crystal cells. *Indian J. Phys.*, 2020. (in press). DOI: 10.1007/s12648-019-01656-8.
6. Guo Q., Yan K., Chigrinov V., Zhao H., Tribelsky M. Ferroelectric Liquid Crystals: Physics and Applications. *Crystals*, 2019, **9** (9), 470. DOI: 10.3390/cryst9090470.
7. Goodby J.W., Leslie T.M. Ferroelectric Liquid Crystals – Structure and Design. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1984, **110**, 175–203. DOI: 10.1080/00268948408074505.
8. Blinov L.M. Structure and Properties of Liquid Crystals. Dordrecht: Springer, 2011, 403–407.
9. Chandani A.D.L., Shtykov N.M., Panov V.P., Emelyanenko A.V., Fukuda A., Vij J.K. Discrete flexoelectric polarizations and biaxial subphases with periodicities other than three and four layers in chiral smectic liquid crystals frustrated between ferroelectricity and antiferroelectricity. *Phys. Rev. E.*, 2005, **72**, 041705. DOI: 10.1103/PhysRevE.72.041705.
10. Makrenek M., Gestblom B., Godlewska M., Haase W., Marzec M., Wróbel S. Polymorphism and Molecular Dynamics in Two Selected Ferroelectric Liquid Crystals. *Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci.* 1995, **263** (1) 139–148. DOI: 10.1080/10587259508033578.
11. Gleeson H.F., Jaradat S., Labeeb A., Osipov M. Field-Induced Transitions Between Antiferroelectric and Ferroelectric Phases. *Ferroelectrics*, 2012, **431** (1), 40–47. DOI: 10.1080/00150193.2012.684619.
12. Song J.-K., Vij J.K., Kobayashi I. Interlayer interactions and the dependence of biaxiality of the chiral smectic- C^* phase on electric field in the helical unwinding process. *Phys. Rev. E.*, 2007, **75**, 051705. DOI: 10.1103/PhysRevE.75.051705.
13. Rovšek B., Čepič M., Žekš B. Devil's staircase and harmless staircase in the smectic- C^*_a phase in an electric field. *Phys. Rev. E*, 2004, **70**, 041706. DOI: 10.1103/PhysRevE.70.041706.
14. Handschy M.A., Clark N.A. Field-Induced First-Order Orientation Transitions in Ferroelectric Liquid Crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **51** (6), 471–474. DOI: 10.1103/PhysRevLett.51.471.
15. Yang K.H., Chieu T.C., Osofsky S. Depolarization field and ionic effects on the bistability of surface – stabilized ferroelectric liquid – crystal devices. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **55**, 125–127. DOI: 10.1063/1.102121.

16. Suwa S.-I., Takanishi Y., Hoshi H., Ishikawa K., Takezoe H. Helix unwinding process in the chiral smectic C phase of MHPOBC as observed by conoscopy. *Liq. Cryst.*, 2003, **30** (4), 499–505.
DOI: 10.1080/0267829031000091147.
17. Vaupotič N., Čopič M. Effect of spontaneous polarization and polar surface anchoring on the director and layer structure in surface-stabilized ferroelectric liquid crystal cells. *Phys. Rev. E.*, 2003, **68**, 061705.
DOI: 10.1103/PhysRevE.68.061705.
18. Čopič M., MacLennan J.E., Clark N.A. Structure and dynamics of ferroelectric liquid crystal cells exhibiting thresholdless switching. *Phys. Rev. E*, 2002, **65**, 021708. **DOI:** 10.1103/PhysRevE.65.021708.
19. Blinov L.M., Pozhidaev E.P., Podgornov F.V., Pikin S.A., Palto S.P., Sinha A., Yasuda A., Hashimoto S., Haase W. “Thresholdless” hysteresis-free switching as an apparent phenomenon of surface stabilized ferroelectric liquid crystal cells. *Phys. Rev. E*, 2002, **66**, 021701.
DOI: 10.1103/PhysRevE.66.021701.
20. Pasechnik S.V., Chigrinov V.G., Shmeliova D.V., Liquid crystals: Viscous and Elastic Properties, Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH, 2009, 328–330.

Поступила 7.04.2020 г.

Received 7.04.2020

Принята 1.06.2020 г.

Accepted 1.06.2020